ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 11, 2. HEFT
MIT 48 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 13. MAI 1959)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1959

Arch. Met. Geoph.
Biokl. A.

Serie A, Band 11 **Inhaltsverzeichnis** Heft 2

Seite

Kletter, L. Charakteristische Zirkulationstypen in mittleren Breiten der nördlichen Hemisphäre. (Mit 15 Textabbildungen) 161

Defant, F. Die Westwärts-Intensivierung des Polarfront-Jetstream in den Winkel zwischen Polarfront und Tropopause an der Ostseite eines polaren Kälteausbruchs, eine Erweiterung des klassischen Grenzflächenproblems von Margules. (Mit 7 Textabbildungen) 197

Pichler, H. Zur graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung nach Fjörtoft im 850 mb-Niveau. (Mit 4 Textabbildungen) 218

Brocks, K. Ein neues Gerät für störungsfreie meteorologische Messungen auf dem Meer. (Mit 8 Textabbildungen) 227

Dütsch, H. U. Vertical Ozone Distribution from Umkehr Observations. (With 4 Figures) 240

Malkowski, G. Zur linearen Anordnung nicht frontal gebundener Niederschlagszellen. (Mit 7 Textabbildungen) 252

Steinhauser, F. Ergebnisse von Beobachtungen der Radioaktivität der Luft in Wien. (Mit 3 Textabbildungen) 258

Buchbesprechungen 279

Advances in Geophysics. Vol. 5. Herausgegeben von H. E. Landsberg und J. Van Mieghem (F. Steinhauser). — Petterssen, S., Introduction to Meteorology. Zweite Auflage (F. Steinhauser). — Willett, H. C. und F. Sanders, Descriptive Meteorology. Zweite Auflage (F. Steinhauser). — Scorer, R. S., Natural Aerodynamics (F. Steinhauser). — Baur, F., Physikalisch-statistische Regeln als Grundlage für Wetter- und Witterungsvorhersagen. Band II (F. Steinhauser). — Atmospheric Explorations. Herausgegeben von H. G. Houghton (F. Steinhauser). — Polar Atmosphere Symposium. Part I: Meteorology Section. Herausgegeben von R. C. Sutcliffe (F. Steinhauser). — Kilinski, E. von, Lehrbuch der Luftelektrizität (F. Steinhauser). — Alaka, M. A., Aviation Aspects of Mountain Waves (W M O Technical Note No. 18) (H. Reuter). — Priestley, C. H. B., R. A. McCormick und F. Pasquill, Turbulent Diffusion in the Atmosphere (W M O Technical Note No. 24) (H. Reuter). — Contributions in Geophysics. Herausgegeben von H. Benioff, B. F. Howell, M. Ewing und F. Press (International Series of Monographs on Earth Sciences, Vol. I) (F. Steinhauser). — Geophysics and the IGY. Herausgegeben von H. Odishaw und St. Ruttenberg (Geophysics Monograph No. 2) (F. Steinhauser). — Banerji, S. K., Earthquakes in the Himalayan Region (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400 bis 500 Seiten vereinigt.

Das Archiv veröffentlicht wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich weisen kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hin.

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.513:551.509.334

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien)

Charakteristische Zirkulationstypen in mittleren Breiten der nördlichen Hemisphäre

Von

L. Kletter

Mit 15 Textabbildungen

Zusammenfassung. In der vorliegenden Arbeit werden neue Klassifikationsprinzipien für Großwetterlagen entwickelt. Bisher wurde bei Wetterlagenklassifikationen das Druckfeld zugrunde gelegt, wobei quasistationären Druckzentren eine nicht berechtigte Vorrangstellung eingeräumt wurde. In der hier versuchten Klassifikation wird vom Strömungsfeld ausgegangen, das in elementare Formen zerlegt wird. Eine zu diesem Zweck durchgeführte statistische Untersuchung ergab, daß alle im Strömungsfeld auftretenden Zirkulationstypen auf drei Grundformen zurückgeführt werden können. Diese Grundformen sind: *Driften*, *Wellen* und *Wirbel*.

Die Untersuchung ergab im einzelnen, daß in mittleren Breiten der nördlichen Hemisphäre bei 49% aller untersuchten Fälle Driften, bei 23% Wellen und bei 28% Wirbel auftraten.

In der hier durchgeführten Klassifikation wird das „Druckfeld" durch das „Strömungsfeld" und der Begriff „Großwetterlage" durch den umfassenderen Begriff des „Zirkulationstyps" ersetzt. Damit wird der unberechtigte Vorrang der Druckformen bei der Wetterlagenklassifikation aufgegeben. Die Klassifizierung der Zirkulationstypen ergibt sich schließlich durch Kombination der drei Zirkulationselemente: Drift, Welle und Wirbel.

Summary. New principles of classification for large-scale weather situations are outlined in this paper. Hitherto the pressure-field has been taken as a basis for such classifications by conceding a precedence of an unjustified position to semi-permanent centres of pressure. The new classification starts from the field of large-scale motions, which is dissected in elementary models. A statistical test yielded the possibility to reduce all types of atmospheric circulations in the following three elementary models: *drifts*, *waves* and *eddies*.

In detail it was found out, that drifts occur in 49%, waves in 23% and eddies in 28% of all cases investigated.

In the new classification the term "pressure-field" is substituted by "field of motion" and the expression "large-scale weather situation" by the more comprehensive conception "type of circulation." By that the unjustified priority of pressure-centers in classifying weather situations is abolished. At last the classification of the types of circulation follows from a combination of the three elementary models: drift, wave and eddy.

Résumé. La présente étude développe de nouveaux principes de classification des situations météorologiques. Alors que jusqu'ici on s'est fondé sur le champ de pression ce qui conduisait à attribuer aux centres d'action quasi stationnaires un rôle trop important, l'auteur part ici du champ de mouvement décomposé en formes élémentaires. Un examen statistique lui a montré que tous les types de circulation peuvent se ramener à trois formes fondamentales : *courants, ondulations* et *tourbillons.*

Aux latitudes moyennes de l'hémisphère Nord les courants représentent le 49%, les ondulations le 23% et les tourbillons le 28%.

Au champ de pression se substitue donc le champ de courant, et les situations météorologiques se groupent en types de circulation ce qui supprime le rôle prépondérant des formes isobariques. Le classement final des types de circulation résulte de la combinaison des trois types mentionnés : *courants, ondulations* et *tourbillons.*

A. Klassifikationsprinzipien

Im Jahre 1926 verwendete der österreichische Meteorologe O. MYRBACH [*1*] zum erstenmal den Ausdruck „Großwetterlage". Im Gegensatz zu diesem Begriff verstand er unter „Kleinwetterlage" alle Erscheinungen, „die mit den wandernden Druckgebilden in Zusammenhang stehen, also das tägliche Wetter der gemäßigten und höheren Breiten mit seinem kurzperiodischen Wechsel". Die nach Elimination der Kleinwetterlage übrigbleibenden Erscheinungen definierte MYRBACH als Großwetterlage.

Zehn Jahre später befaßte sich F. BAUR [*2*] sehr eingehend mit dem Wesen der Großwetterlage. Er definierte sie „als einen Zustand der Lufthülle, der die Art und Reihenfolge der Wettervorgänge regelt und der während eines längeren, mindestens mehrtägigen Zeitraumes, unbeschadet der von Tag zu Tag im Spiel der Wettervorgänge eintretenden Änderungen im einzelnen, im wesentlichen gleich bleibt". BAUR versuchte auch die *Zeitdauer des Bestehens einer Großwetterlage in Mitteleuropa* zu bestimmen und kam dabei zu folgenden Ergebnissen:

1. Die mittlere Dauer einer Großwetterlage beträgt in Mitteleuropa 5,5 Tage.

2. Ein Monat weist in Mitteleuropa im Durchschnitt fünf Großwetterlagen auf. Die restlichen Tage sind Übergangstage.

3. Die größten Zeitspannen gleichbleibender Großwetterlage kommen bei Weststeuerung vor, sowie dann, wenn Mitteleuropa unter einem stratosphärischen Hochdruckgebiet liegt und daher nicht von Fall- und Steiggebieten des Drucks überquert wird.

4. Am häufigsten sind in Mitteleuropa die Großwetterlagen mit Weststeuerung (18% aller Fälle), doch sind Nordwest- und Südwest-

steuerung nicht viel seltener (je 17%). Ganz selten kommt in Mitteleuropa reine Südoststeuerung vor. Sehr selten sind auch Nordost- und Oststeuerung.

Bei der Bestimmung der Großwetterlage ist es vor allem notwendig, die Erscheinungen der „Kleinwetterlage" nach MYRBACH oder, wie BAUR sich ausdrückt, „die von Tag zu Tag im Spiel der Wettervorgänge eintretenden Änderungen im einzelnen" zu eliminieren. Um dieses Ziel zu erreichen, wird von den deutschen Großwetterforschern empfohlen, „zur Bestimmung einer Großwetterlage von der Druckverteilung in der Höhe, möglichst in der unteren Stratosphäre, mindestens aber im 5000 m-Niveau auszugehen" [3]. Allgemeiner ausgedrückt soll also zur Bestimmung der Großwetterlage jenes Niveau in der Atmosphäre herangezogen werden, in welchem *die Druckgebilde ihre maximale Lebensdauer* aufweisen. Ein solches Vorgehen zieht die Lage der stationären Antizyklonen und Zyklonen und die damit verbundene Bewegungsrichtung der wandernden Druckgebilde als kennzeichnendes Prinzip zur *Klassifikation der Großwetterlagen* heran.

In der erwähnten deutschen Arbeit [3] wurden folgende drei große Hauptgruppen von Großwetterlagen unterschieden:

1. *Zentralhoch-gesteuerte Lagen*, wenn sich eine stationäre Antizyklone mit annähernd kreisförmigen Isobaren als ein für den größten Teil des Kartenausschnittes beherrschendes Steuerungszentrum erweist.

2. *Zentraltief-gesteuerte Lagen*: Das beherrschende Steuerungszentrum ist eine annähernd kreisförmige, stationäre Zyklone.

3. *Liniengesteuerte Lagen*: Im Gegensatz zu den kreisgesteuerten Lagen wird die Steuerung von zwei gegensinnigen, langgestreckten Druckgebilden (z. B. Subtropenhochgürtel und Tiefdruckrinne am Rand der Polarzone) bestimmt.

Diese drei Grundformen lassen sich nach der geographischen Lage der steuernden Zentren bzw. nach der Richtung der Liniensteuerung wieder unterteilen. Unter Berücksichtigung der bereits für Großwetterlagen in den meteorologischen Sprachgebrauch übergegangenen Bezeichnungen stellte BAUR schließlich 25 Großwettertypen auf [4].

Zur anschaulichen Darstellung dieser 25 verschiedenen Großwetterlagen verwendete er geographische Karten, welche Europa, die östlichen Teile des Nordatlantiks und den Mittelmeerraum umfaßten. Das überschaute Gebiet reicht von etwa 40° westl. Länge bis 40° östl. Länge und von 35° bis 75° nördl. Breite (Abb. 1). Diese Fläche ist ein Bruchteil der Oberfläche der nördlichen Hemisphäre, wie man sich in Abb. 1 leicht überzeugen kann. Es fragt sich, ob man zur Bestimmung der Großwetterlage, die nach Definition einen längeren, mindestens aber mehrtägigen Zeitraum umfassen soll, mit einem solchen ziemlich eng begrenzten Gebiet überhaupt das Auslangen finden kann. Es ist deshalb zunächst zu prüfen, *welcher Beobachtungsraum für einen bestimmten Prognosenzeitabschnitt erforderlich ist.*

Dieses Problem hat J. G. CHARNEY [5] in einer fundamentalen theoretischen Arbeit behandelt. Er ging dabei von der folgenden, sehr ver-

einfachten Gleichung für die horizontale Ausbreitung einer verhältnismäßig kleinen Druckstörung p aus:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x^2}+\frac{\partial}{\partial y^2}-\lambda^2\right)\frac{\partial p}{\partial t}+\beta\cdot\frac{\partial p}{\partial x}=0. \tag{1}$$

Diese Beziehung ist erfüllt, wenn folgende Vereinfachungen vorgenommen werden: barotrope Atmosphäre, ebene Erdoberfläche, Bewegung

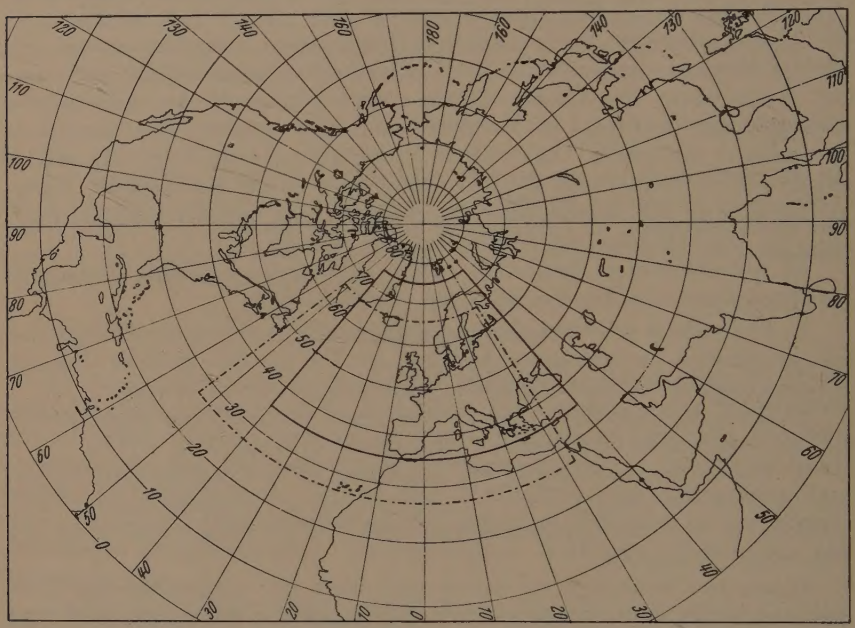


Abb. 1. ———— Grenzen des BAURschen Bereiches zur Bestimmung der Großwetterlage
— · — · — Ausdehnung des Einflußfeldes einer Druckstörung in 24 Stunden nach CHARNEY

des Koordinatensystems parallel zur x-Achse mit der Geschwindigkeit eines konstanten zonalen mittleren Grundstromes U, Vernachlässigung der geringen Veränderungen des Geopotentials auf der Erdoberfläche.

Ferner ist $\lambda^2=\dfrac{f^2}{R\cdot T}$ und $\beta=\dfrac{df}{dy}$, wobei $f=2\,\Omega\sin\varphi$ den Coriolis-Parameter bedeutet.

Für Gl. (1) gibt es folgende Lösung:

$$p=e^{i\,(k\,x+\mu\,y+\nu\,t)}, \tag{2}$$

wobei k mit der Wellenlänge L durch die Beziehung $k=\dfrac{2\,\pi}{L}$ verknüpft ist.

$$\nu = -\frac{\beta \cdot k}{k^2 + \mu^2 + \lambda^2}. \tag{3}$$

Phasen- und Gruppengeschwindigkeit c und c_g sind durch die folgenden Gleichungen gegeben:

$$c = \frac{\nu}{k} = -\frac{\beta}{k^2 + \mu^2 + \lambda^2}, \tag{4}$$

$$c_g = \frac{d\nu}{dk} = \beta \cdot \frac{k^2 - \mu^2 - \lambda^2}{k^2 + \mu^2 + \lambda^2}. \tag{5}$$

Die Initialfunktion $p(x,0)$ kann man als Fouriersches Integral darstellen und erhält schließlich nach Ablauf der Zeit t:

$$p(x,\ t) = p(x,\ 0) + \int_{-\pi}^{+\pi} J_a(x - \alpha,\ t)\, p(\alpha,\ 0)\, d\alpha, \tag{6}$$

worin $J_{a^2}(x,\ t)$ eine Funktion bedeutet, mit deren Hilfe man den horizontalen Einfluß der kleinen Störung p mit fortschreitender Zeit t berechnen kann. Sie wird als „Einflußfunktion" bezeichnet. Ihre Größe wurde von Charney und Eliassen [6] entlang des 45. Breitegrades berechnet. Theoretisch wird die Erregung p mit der Zeit asymptotisch verschwinden. In der Praxis wird sie jedoch schon nach einer verhältnismäßig kurzen Zeit ihre Wirksamkeit verlieren. Um einen zahlenmäßigen Ausdruck dafür zu erhalten, von welchem Zeitpunkt an die Einflußfunktion $J_{a^2}(x)$ vernachlässigt werden kann, soll eine weitere Einflußfunktion $\hat{J}_{a^2}(x)$ mit folgender Eigenschaft definiert werden: Wenn $-x_2$ und $+x_1$ jene äußersten Grenzen bedeuten, bei denen der Einfluß der Störung praktisch aufhört, dann soll gelten, daß die Einflußfunktion $J_{a^2}(x)$ bei $-\pi \leqq x \leqq -x_2$ und $+\pi \geqq x \geqq +x_1$ verschwindet. Ersetzt man $J_{a^2}(x)$ durch $\hat{J}_{a^2}(x)$, so entsteht ein Fehler, der bei geeigneter Wahl von $(-x_2,\ +x_1)$ so klein wird, daß er vernachlässigt werden kann. Der Betrag des Fehlers kann aus folgender Gleichung berechnet werden:

$$q(x) = \int_{-\pi}^{+\pi} [J_{a^2}(x - \alpha) - \hat{J}_{a^2}(x - \alpha)]\, p(\alpha,\ 0)\, d\alpha. \tag{7}$$

Die Quantität des Fehlers Q^2 kann durch folgenden Ausdruck definiert werden:

$$Q^2 = \frac{\int_{-\pi}^{+\pi} q^2(x)\, dx}{\int_{-\pi}^{+\pi} p^2(x,\ 0)\, dx}. \tag{8}$$

Geometrisch bedeutet Q^2 die Fläche, die durch das Abschneiden der Einflußfunktion $J_{a^2}(x)$ an den Stellen $-x_2$ und $+x_1$ wegfällt. Die Abschätzung der Größe des Fehlers Q^2 erfolgt durch folgende Ungleichung:

$$Q^2 \leqq \pi \cdot \int_{-\pi}^{+\pi} [J_a{}^2(x) - \hat{J}_a{}^2(x)]^2\, dx. \tag{9}$$

Beim Start am Tage $t = 0$ gibt es kein Intervall, in welchem $J_{a^2}(x)$ verschwindet und beide Funktionen sind identisch gleich. An den folgenden Tagen sind jedoch $-x_2$ und $+x_1$ so zu wählen, daß Q^2 vernachlässigt werden kann.

Dieses Verfahren, das CHARNEY für das 500 mb-Niveau entwickelt hat, ermöglicht eine rohe Abschätzung der Ausdehnung des Einflußfeldes, das auf einen Punkt der Wetterkarte im Verlauf einer bestimmten Zeit einwirkt. CHARNEY findet, daß man bei einer 24stündigen Vorhersage für Punkte, die auf dem 45. Breitegrad liegen, nach Westen eine Distanz von 53 Längengraden, nach Osten 32, nach Norden und Süden je 28 Längengrade benötigt, bei Annahme eines mittleren zonalen Grundstromes von 18 Längengraden pro Tag. In Abb. 1 sind die Distanzen vom Punkt 45° nördl. Breite, 0° Länge, die man bei einer 24stündigen Prognose nach CHARNEY zu berücksichtigen hat, mit strichpunktierten Linien eingetragen. *Es zeigt sich, daß die von Baur für die Bestimmung von Großwetterlagen benützte Fläche kaum für eine Prognose über einen 24stündigen Zeitraum ausreicht.* Die Bestimmung einer Großwetterlage nach BAUR kann höchstens im nachhinein durch Feststellung der Beständigkeit eines Druckgebildes in der Vergangenheit durchgeführt werden. Es ist aber keinesfalls der Schluß zulässig, daß die festgestellte „Großwetterlage" in den nächsten 24 Stunden weiterbestehen bleiben wird, da sie durch Einflüsse, die bereits außerhalb des BAURschen Bereiches liegen, in einem kurzfristigen Zeitintervall umgestaltet werden kann.

Bald nach Ausbruch des zweiten Weltkrieges wurde am Meteorologischen Institut der Universität von Chicago unter Führung C. G. ROSSBYS eine neue Arbeitsmethode auf dem Gebiet der synoptischen Meteorologie entwickelt. ROSSBY und seine Mitarbeiter suchten zunächst durch zahlreiche theoretische Studien über die Allgemeine Zirkulation der Atmosphäre grundlegende und neue Erkenntnisse über die Bewegungen des Luftmeeres zu gewinnen [7], [8]. Für ihre Untersuchungen zogen sie möglichst die gesamte nördliche Hemisphäre heran. Der Strömungszustand der Atmosphäre weist nach diesen Untersuchungen vor allem zwei Hauptkomponenten auf: Erstens eine *meridionale* Strömungskomponente, welche durch die verschiedene Erwärmung der Luft zwischen hohen und niederen Breiten verursacht wird, und zweitens eine durch den Effekt der Erdrotation hervorgerufene *zonale* Komponente. Darüber hinaus gibt es noch eine Anzahl weiterer Faktoren, welche keinen einheitlichen zwischen zonaler und meridionaler Strömung regelmäßig schwankenden Zirkulationszustand aufkommen lassen. Eine erhebliche Störung der Regelmäßigkeit tritt z. B. durch die ungleiche Land- und Meerverteilung auf. Auch das Auftreten ausgedehnter Gebirgshindernisse oder charakteristischer, das Stromfeld störender Landformationen behindern die Zirkulation und führen zu Instabilitätserscheinungen innerhalb der Strömung. C. G. ROSSBY [9] hat versucht, das Wesen solcher Störungen, die von den verschiedensten Quellen herrühren mögen und einer Zonalströmung überlagert werden, auf einer rotierenden Erde

theoretisch zu fassen. Seine Überlegungen führten zu dem sogenannten *Modell der barotropen divergenzfreien Vorticity-Gleichung*, durch die es zum erstenmal gelang, die Bewegungsgleichungen in vereinfachter Form zu lösen. ROSSBY ging dabei von der Tatsache aus, daß man Bewegungen, die durch die divergenzfreie zweidimensionale Wirbelgleichung beschrieben werden, auch dadurch charakterisieren kann, daß man das Prinzip der Erhaltung der Wirbelgröße η dafür zugrunde legt. Diese nicht lineare Differentialgleichung dritter Ordnung lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\Psi + \frac{\partial\Psi}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\nabla^2\Psi - \frac{\partial\Psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial}{\partial x}\nabla^2\Psi + \beta\cdot\frac{\partial\Psi}{\partial x} = 0. \qquad (10)$$

Es bedeuten:

Ψ ... Stromfunktion für die Geschwindigkeitskomponenten u, v, und zwar ist:
$u = -\frac{\partial\Psi}{\partial y}$, $v = -\frac{\partial\Psi}{\partial x}$

∇ ... Nablaoperator; $\nabla \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}\right)$

$\beta = \frac{2\,\Omega\cos\varphi}{E}$ ... Betrag der Änderung des Coriolis-Parameters (E = Erdradius).

Gl. (10) enthält nur mehr eine Unbekannte, nämlich die Stromfunktion Ψ.

Partikuläre Lösungen dieser Gleichungen wurden von S. NEAMTAN [*10*] und von C. G. ROSSBY [*9*] selbst geliefert. Die erste wirkliche Integration der Vorticity-Gleichung gelang bekanntlich erst J. CHARNEY, R. FJÖRTOFT und J. v. NEUMANN [*11*].

Die NEAMTAN-Lösung lautet:

$$\Psi = -U\,y + C\sin(\alpha\,y + \varepsilon) + A\cdot\sin k\,(x - c\,t)\cdot\sin l\,y, \qquad (11)$$

wobei $\alpha = \sqrt{k^2 + l^2}$, $c = U - \frac{\beta}{k^2 + l^2}$ sein muß. Alle anderen Konstanten, nämlich C, ε und A, können beliebig gewählt werden.

Die Lösung von ROSSBY ist ein Spezialfall der NEAMTAN-Lösung, zu der er durch Linearisierung kam. Wenn nämlich $l = 0$ und die Frequenz $k = \frac{2\pi}{L}$ gesetzt wird, so ergibt sich:

$$c = U - \frac{\beta\,L^2}{4\,\pi^2}. \qquad (12)$$

In dieser Gleichung bedeuten:

c Verlagerungsgeschwindigkeit der Wellenstörung,
U Geschwindigkeit eines konstanten Grundstromes,
L Wellenlänge (Entfernung von Trog zu Trog in einer sinusförmigen Strömung).

Da Gl. (12) nur für eine rein horizontale Bewegung einer inkompressiblen Flüssigkeit gilt, besteht nur beschränkte Anwendbarkeit auf die Atmosphäre. Trotzdem liefert sie für eine größere Anzahl von Zirkulationsformen recht brauchbare Ergebnisse.

Die Diskussion der Gl. (12) ergibt drei Möglichkeiten der Fortpflanzungsrichtung der sinusförmigen Störungen, und zwar:

a) $U > \frac{\beta \cdot L^2}{4\pi^2}$; also $c > 0$

b) $U = \frac{\beta \cdot L^2}{4\pi^2}$; also $c = 0$

c) $U < \frac{\beta \cdot L^2}{4\pi^2}$; also $c < 0$

Im Fall (a) bewegen sich die „ROSSBY-Wellen" ostwärts, im Fall (b) sind sie stationär und im Fall (c) werden sie rückläufig.

Wenn auch diese Lösung einerseits keineswegs überschätzt werden darf, weil sie ja wesentliche Vereinfachungen voraussetzt, so ist sie andererseits überaus wertvoll, *weil sie bestimmte und häufig auftretende Wetterlagen in mittleren Breiten der Nordhemisphäre als spezielle Typen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre erklärt.*

Die Untersuchungen von ROSSBY [7], [9], STARR [8], WILLETT [12] u. a. ergaben noch das folgende wichtige Resultat, dessen sich die Meteorologen nun auf der ganzen Welt bedienen und welches heute bereits zum festen Bestandteil des Wissens auch des in der täglichen Praxis stehenden Meteorologen gehört. Es ist nämlich möglich, sämtliche Wetterbedingungen der nördlichen Hemisphäre in zwei große Gruppen zu teilen, und zwar in Bedingungen, bei welchen die West-Ost-Zirkulation stark oder schwach ist. Bekanntlich wurden Wetterlagen mit großem meridionalem Druckgradienten oder „hohem Index" als *High-Index-*, solche mit geringem Meridionalgradienten als *Low-Index-Typen* bezeichnet. Es zeigte sich, daß Perioden mit „high"- oder „low"-Index das Bestreben haben, eine Anzahl von Tagen fortzubestehen, diese beiden großen Zirkulationstypen also eine gewisse Beständigkeit aufweisen, deren Kenntnis für den Meteorologen in der Praxis von großer Bedeutung ist.

Das charakteristische Merkmal des Low-Index-Zirkulationstyps ist bekanntlich ein über die gesamte Nordhemisphäre in mittleren Breiten sich erstreckendes zellulares Druckfeld, wobei vor allem die antizyklonalen Zellen außerordentlich kräftig entwickelt sein können. Die Kontinente sind bei dieser zellularen Lage sowohl Ausbrüchen polarer Kaltluftmassen nach Süden als auch Vorstößen subtropischer Luftmassen bis in die Polarregion ausgesetzt. Es fehlt eben in mittleren Breiten das kräftige Westwindband, das einen Schutzgürtel gegen extreme Entwicklungen darstellt. Es liegt weit im Süden, entweder in subtropischen Regionen oder sogar noch weiter südlich.

Beim High-Index-Zirkulationstyp herrscht in mittleren Breiten eine lebhafte zonale Strömung vor, die direkt von Westen nach Osten

gerichtet ist. Tröge mit kleinen Amplituden verlagern sich in der Strömung rasch ostwärts. In den Bodenwetterkarten sind die Tiefdruckgebiete, vor allem Island- und Aleutentief, außerordentlich kräftig entwickelt. Gegen die Kontinente wird an der Vorderseite dieser großen Tiefdruckgebiete milde Meeresluft geführt, die Fronten okkludieren rasch und überqueren mit großen Wolkensystemen und Regengebieten Meere und Kontinente. Die polaren Kaltluftmassen liegen vom Westwindband eingeschnürt im Norden und sind nicht imstande, nach Süden auszubrechen. Die subtropischen Hochdruckgebiete sind kräftig entwickelt und meist etwas nach Osten verschoben.

Die Resultate der amerikanischen Forschungsgruppe veranlaßten auch den Deutschen Wetterdienst, das Baursche Schema seines „Kalenders der Großwetterlagen Europas" zu revidieren. P. Hess und H. Brezowsky [*13*] verließen bei ihrer neuen Klassifikation der Großwetterlagen Europas die von der Steuerung ausgehende Unterscheidung in zentraltief-, zentralhoch- und liniengesteuerte Lagen und nahmen die Einteilung nach den Zirkulationsmerkmalen *zonal*, *gemischt* und *meridional* vor. Unter „gemischter Zirkulation" verstehen die Verfasser diejenige Form der Zirkulation, bei der durch einen bis etwa 50° nördl. Breite reichenden Vorstoß des Subtropenhochs an dessen West- und Ostflanke Luftmassen aus anderen geographischen Breiten herangeführt werden. Wesentlich ist dabei, daß sich hier der Austausch der verschieden temperierten Luftmassen nicht in kürzester meridionaler Richtung vollzieht, sondern auch in der Höhe mit einem deutlichen zonalen Anteil. Als typische Beispiele der gemischten Zirkulationsform werden von den Verfassern die Südwest- und Nordwestlagen angeführt.

Hess und Brezowsky geben schließlich die folgenden zwischen der Zirkulationsform und der Lage des hohen Druckes bestehenden Zusammenhänge an:

A. Subtropenhoch in Normallage: überwiegend zonale Zirkulation.

B. Subtropenhoch nord- oder nordostwärts bis etwa 50° nördl. Breite verschoben: gemischte Zirkulation.

C. Abgeschlossenes Hoch zwischen etwa 50° und 70° nördl. Breite: überwiegend meridionale Zirkulation.

Nach diesen Gesichtspunkten ergeben sich schließlich 18 Großwetterlagen Europas, wobei mit den zonalen Zirkulationsformen begonnen, hierauf zur gemischten Zirkulation übergegangen und die Klassifikation mit den meridionalen Formen abgeschlossen wird. Dabei werden schließlich doch wiederum die lediglich für das Wettergeschehen Europas maßgeblichen Druckformen vorangestellt. Auch die Klassifikation von Hess und Brezowsky behält dadurch ihre verhältnismäßig enge Begrenzung und Kleinräumigkeit bei und reicht für mittelfristige Zeiträume keineswegs aus.

Zonale Windprofile

Als ausgezeichnetes Hilfsmittel zur Charakterisierung von Zirkulationstypen auf der nördlichen Hemisphäre hat sich die *Konstruktion zonaler*

Windprofile und die Isoplethendarstellung des zonalen Windes erwiesen [*14*].

In der Wiener Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik werden die zonalen Windwerte mit Hilfe der in Abb. 2 dargestellten Tabelle berechnet. Die Grundlagen für ihre Bestimmung hat u. a. auch H. Reuter [*15*] angegeben.

In vielen Fällen läßt sich die Einordnung einer Zirkulationsform in eine Low- oder High-Indexsituation nur schwer oder überhaupt nicht durchführen. Es gibt eine große Anzahl von Zirkulationsformen, die weder als der eine noch als der andere Zirkulationstyp angesprochen

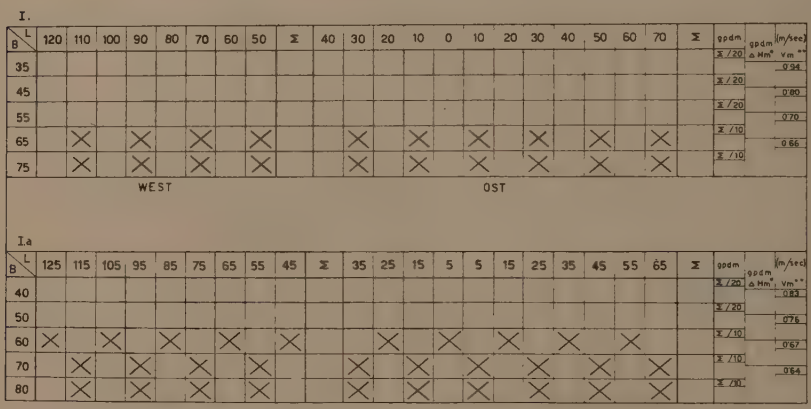


Abb. 2. Tabelle zur Konstruktion zonaler Windprofile

Bemerkungen: * bei △ Hm wird immer der Wert der höheren Breite von dem der niedrigeren abgezogen

** △ Hm > 0 bedeutet Westwind
△ Hm < 0 bedeutet Ostwind
Vm ergibt sich in m/sec
die H-Werte sind in gpdm einzutragen

werden können. Low- und High-Indexsituationen erscheinen in der Praxis vielmehr als *Grenzfälle von Zirkulationsformen*, die keineswegs so häufig auftreten wie die zwischen Low- und High-Index in Erscheinung tretenden Zwischentypen.

Mit Hilfe zonaler Windprofile erhält man genaueren Einblick in die Feinstruktur der allgemeinen Zirkulation in mittleren Breiten. Es kann z. B. die Lage der zonalen Windmaxima und durch Isoplethendarstellung der Komponenten des zonalen Windes auch deren „Trend" festgestellt werden. Bekanntlich hat H. Riehl [*14*] eine Anzahl von Regeln für das Verhalten von zonalen Windmaxima angegeben.

Wie aus Abb. 2 hervorgeht, wird bei der Bestimmung der zonalen Windkomponente nach 45° bzw. 50° westl. Breite eine Zwischensumme bestimmt. Dadurch ist es möglich, außer dem Gesamtprofil, das sich in unserem Fall von 125° westl. Länge bis 70° östl. Länge erstreckt, überdies noch *zwei Teilprofile* zu zeichnen. Das eine Teilprofil charak-

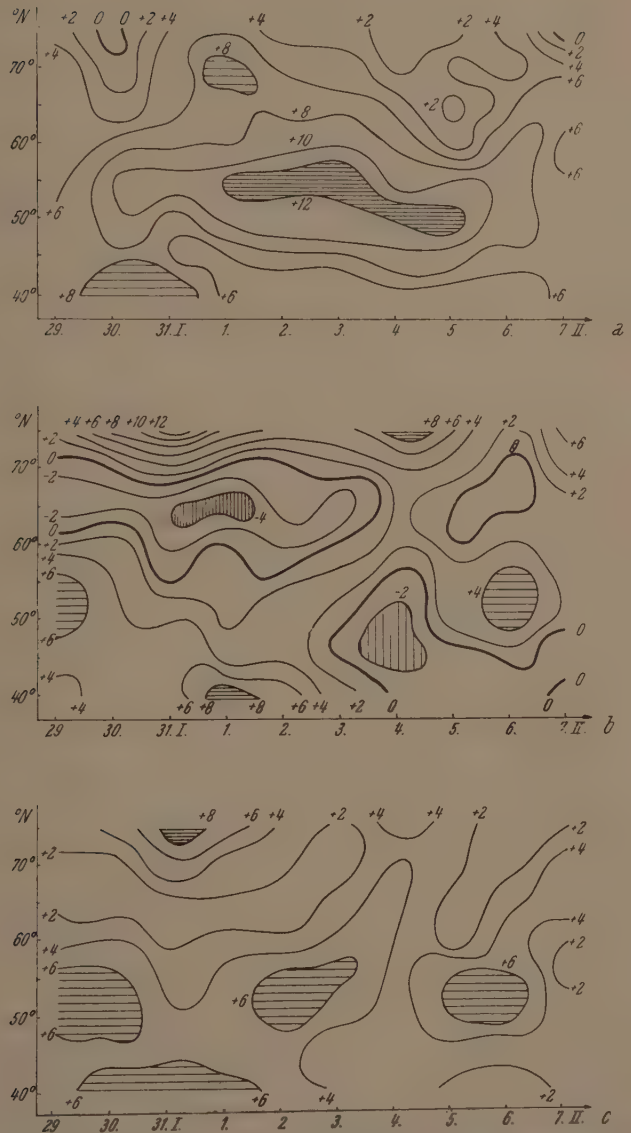


Abb. 3. Isoplethendarstellung des zonalen Windes auf der nördlichen Hemisphäre im 850 mb-Niveau vom 29. Januar bis 7. Februar 1956. *a*) Teilprofil des westlichen Sektors der nördlichen Hemisphäre von 120° westl. Länge bis 50° westl. Länge, *b*) Teilprofil des östlichen Sektors der nördlichen Hemisphäre von 40° westl. Länge bis 70° östl. Länge, *c*) Gesamtprofil des zonalen Windes von 120° westl. Länge bis 70° östl. Länge

terisiert dann die Zirkulation über Nordamerika und dem Westatlantik (westlicher Sektor), das andere die Zirkulation über dem Ostatlantik und Europa (östlicher Sektor). Durch diese Aufspaltung erhält man einen wesentlich besseren Einblick in die charakteristischen Merkmale der nordhemisphärischen Zirkulation.

Die Isoplethendarstellung der zonalen Windkomponente zeigt z. B. vom 29. Januar bis 7. Februar 1956 über der Nordhemisphäre (Gesamtprofil) in mittleren und südlichen Breiten mäßige zonale positive Komponenten (Abb. 3*c*). Zwischen 60° und 70° nördl. Breite liegt dagegen eine Zone niedriger, aber noch positiver zonaler Komponenten. Weiter nach Norden nehmen die Komponenten des zonalen Windes wieder zu. Man könnte aus dieser Darstellung zwischen 40° und 55° über dem größten Teil der nördlichen Hemisphäre eine mäßige Westdrift vermuten und stärkere Verwirbelungen nördlich 55°.

Die Konstruktion der Teilprofile liefert jedoch ein völlig anderes Bild. Im westlichen Sektor liegt zwischen 50. und 60. Grad nördl. Breite ein ausgeprägtes Westwindmaximum (Abb. 3*a*). Vom 30. Januar bis 5. Februar überschreiten die zonalen Windwerte 10 m/sec, die Höchstwerte liegen bei 12,9 m/sec. Die Darstellung entspricht einer ausgesprochenen zonalen Konfiguration der Strömung.

Im östlichen Sektor der Nordhemisphäre sind für den gleichen Zeitraum die positiven Zonalkomponenten mit Ausnahme des Süd- und Nordrandes gering und entsprechen einer ausgesprochenen meridionalen Konfiguration (Abb. 3*b*), ganz im Gegensatz zur Isoplethendarstellung im westlichen Sektor der Nordhemisphäre. Bei 65° nördl. Breite liegt überdies eine Zone negativer zonaler Windkomponenten. Die Strömungsrichtung ist also im Ostsektor entgegengesetzt zur Strömung im Westsektor.

Die Zirkulation auf der Nordhalbkugel hatte im besprochenen Zeitraum die folgende Form: Entlang der Westküste Europas bildete die Strömung angenähert die Form des griechischen Buchstaben „groß Omega". Der Kopf des Omegas wurde von einem stationären Hochdruckgebiet gebildet. Im Bereich des Omegas können selbstverständlich nur geringe Komponenten des zonalen Windes vorkommen.

Die Zirkulation westlich des Omega-Feldes, also im Raum Nordamerika — westlicher Atlantik, ist dagegen ausgesprochen zonal, die Komponenten des zonalen Windes sind daher dort sehr groß.

Die Gesamtdarstellung des zonalen Windes über die gesamte Nordhemisphäre liefert daher, wie dieses Beispiel zeigt, nicht immer einen richtigen Einblick in die tatsächliche Zirkulationsform. Die Konstruktion von Teilprofilen liefert dagegen ein viel wirklichkeitsnäheres Bild der herrschenden Zirkulation.

Ehe nun neue Klassifikationsprinzipien formuliert werden, soll das Ergebnis einer zu diesem Zweck durchgeführten statistischen Untersuchung vorweggenommen werden. Als Untersuchungsmaterial wurden die absoluten Topographien der 850 mb-Fläche auf der nördlichen Hemisphäre über einen dreijährigen Zeitabschnitt verwendet. Es wurden alle

Karten vom 1. Februar 1955 bis 31. Januar 1958, also insgesamt 1096 Lagen, durchgesehen, systematisch geordnet und nach Zirkulationstypen klassifiziert. Alle im Strömungsfeld auftretenden Zirkulationstypen konnten letzten Endes auf *drei Grundformen* zurückgeführt werden, die als *Elemente der Zirkulation* in mittleren Breiten fundamentale Bedeutung haben. Es sind dies: Driften, Wellen und Wirbel.

Unter einer *Drift* soll eine Strömung verstanden werden, die schon früher als zonal bezeichnet wurde. Als *Wellen* sollen sinusförmige Strömungsformen auf der nördlichen Hemisphäre im Sinne Rossbys [*9*] bezeichnet werden. *Wirbel* sind geschlossene Kreisströme, die sich sowohl zyklonal als antizyklonal um eine vertikale Achse anordnen.

Als Resultat der erwähnten statistischen Untersuchung ergibt sich die in Tabelle 1 wiedergegebene Häufigkeitsverteilung der drei Zirkulationselemente.

Tabelle 1. *Die drei Zirkulationselemente und die Häufigkeit ihres Vorkommens*

Abgek. Bez.	Grundformen der Zirkulation	Vorkommen	
		in Tagen	in %
I	Driften	531	49
II	Wellen	244	23
III	Wirbel	306	28

An 531 von 1096 Tagen, d. s. an 49% aller untersuchten Tage, überwogen auf der Nordhalbkugel in mittleren Breiten Driften, an 244 Tagen oder 23% gab es vorwiegend Rossby-Wellen, an 306 Tagen oder 28% war das Druckfeld überwiegend „zellular", also verwirbelt.

Die bisherigen Wetterlagenklassifikationen legen als Ausgangsbasis das *Druckfeld* zugrunde und gehen von der meist zufälligen Lage „stationärer" Druckformen aus, wobei sie diesen eine nicht berechtigte Vorrangstellung einräumen (Baur [*3*], P. Hess und Brezowsky [*13*]). In der hier versuchten Klassifikation wird vom *Strömungsfeld* ausgegangen, das sich, wie gezeigt, in drei elementare Formen zerlegen läßt. Die verschiedenen Zirkulationstypen ergeben sich durch Kombination der drei Zirkulationselemente. Aus den elementaren Strömungsformen (Drift, Welle, Wirbel) könnten z. B. auf synthetischem Weg die verschiedenen Zirkulationstypen zusammengesetzt und definiert werden. Um aber von den in der Natur tatsächlich vorkommenden Formen nicht zu stark abzuweichen, wurde, wie schon erwähnt, eine große Anzahl von Fällen, insgesamt 1096, durchgesehen und die am häufigsten vorkommenden Zirkulationstypen aus dem Spektrum der grundsätzlich möglichen Typen herausgefiltert. Dieses Verfahren liefert dann die in Tabelle 2 dargestellten Zirkulationstypen.

Insgesamt konnten 1081 Lagen nach den oben angegebenen Zirkulationstypen klassifiziert werden. 15 Lagen ließen sich nicht einordnen. Bei den 1081 Lagen überwiegt in 531 Fällen, d. s. 49%, das Zirkulations-

element „Drift", in 244 Fällen oder 23% die „Welle" und in 306 Fällen oder 28% der „Wirbel". Aus diesem statistischen Ergebnis geht hervor, daß der Drift bei der Zirkulation in mittleren Breiten eine überragende Bedeutung zukommt. Zur Charakterisierung der Drift werden mit Erfolg

Tabelle 2. *Die sieben Hauptzirkulationstypen und die Häufigkeit ihres Vorkommens*

Abgek. Bez.	Zirkulationstyp	Vorkommen in Tagen	Vorkommen in %	
I a	Ringstromlage	20	2	Driften
I b	Zonale Lage	291	27	
I c	Trendlage	220	20	
II	Planetarische Wellen	244	23	Wellen
III a	Blocking-Lage	125	11	Wirbel
III b	Omega-Lage	95	9	
III c	Zellulare Lage	86	8	

zonale Windprofile herangezogen, wie schon früher ausgeführt wurde. Es ist daher ein großer Vorteil, wenn man sich bei der Definition von Zirkulationstypen auch zonaler Windwerte bedient.

Tabelle 3. *Zirkulationstypen und Zeitdauer ihres Bestehens*

Abgek. Bez.	Zirkulationstyp	Zeitdauer in Tagen max	min	Mittel	
I a	Ringstromlage	5	2	4,0	5,7
I b	Zonale Lage	16	2	6,5	
I c	Trendlage	11	3	5,8	
II	Planetarische Wellen	22	3	6,4	6,4
III a	Blocking-Lage	24	3	6,9	7,0
III b	Omega-Lage	11	3	6,3	
III c	Zellulare Lage	14	4	7,8	

Interessant ist ferner die Zeitdauer des Bestehens der einzelnen nordhemisphärischen Zirkulationstypen, über die Tabelle 3 Aufschluß gibt.

In Tabelle 3 ist die längste, die kürzeste und die mittlere Dauer eines Zirkulationstyps in Tagen angegeben. Es ist überzeugend zu sehen, *daß die Beständigkeit eines Zirkulationstyps beim Überwiegen von Wellen- und Wirbelformen zunimmt.* Das Maximum einer Blocking-Lage beträgt 24 Tage, einer Lage mit planetarischen Wellen 22 Tage. Die Minima liegen in der Wellen- und Wirbelklasse bei 3 bis 4 Tagen. Noch deutlicher

geht jedoch die größere Beständigkeit der Typen mit Wellen und Wirbel aus der mittleren Zeitdauer der einzelnen Zirkulationstypen hervor. Ein Zirkulationstyp der Driftklasse hat im Mittel eine Beständigkeit von 5,7 Tagen. Dieser Wert stimmt fast genau mit dem Resultat Baurs [2] überein, der für die mittlere Dauer einer „Großwetterlage" in Mitteleuropa bekanntlich 5,5 Tage erhielt. In der Wirbelklasse beträgt jedoch die mittlere Dauer eines Zirkulationstyps auf der nördlichen Hemisphäre 7,0 Tage, also genau eine ganze Woche. Bei den Wellen-Lagen beträgt sie 6,4 Tage. Die mittlere Dauer über alle Typen macht ebenfalls 6,4 Tage aus.

B. Definition der nordhemisphärischen Zirkulationstypen

In Tabelle 2 bzw. 3 sind die Hauptzirkulationstypen verzeichnet, die sich zum Teil noch in verschiedene Untertypen aufgliedern. Bevor zur Definition dieser Typen übergegangen wird, sollen sie nachfolgend in übersichtlicher Form zusammengestellt werden:

I a: Ringstromlage

I b: Zonale Lage

einheitlich

süd — süd
normal — normal
nord — nord

uneinheitlich

süd — normal
süd — nord
normal — nord
normal — süd
nord — normal
nord — süd

I c: Trendlage

Westsektor: zonal Ostsektor: Trend

süd — süd/Trend/normal
süd — süd/Trend/ nord
süd — normal/Trend/ nord
süd — normal/Trend/ süd
süd — nord/Trend/normal
süd — nord/Trend/ süd
normal — nord/Trend/normal
nord — nord/Trend/ süd

Westsektor: Trend Ostsektor: zonal

süd /Trend/normal — süd
normal/Trend/ süd — süd
nord /Trend/ süd — süd
süd /Trend/ nord — normal
normal/Trend/ süd — normal
nord /Trend/ süd — normal
nord /Trend/normal — normal
normal/Trend/ nord — nord
nord /Trend/normal — nord

Westsektor: Trend *Ostsektor: Trend*
süd /Trend/normal — süd /Trend/ nord
nord /Trend/ süd — nord /Trend/normal

II: Planetarische Wellen
stationär
mobil
rückläufig

III a: Blocking-Lage
Osteuropa
Zentraleuropa
Westeuropa
Ostatlantik
Westatlantik

III b: Omega-Lage
Osteuropa
Zentraleuropa
Westeuropa
Ostatlantik
Westatlantik

III c: Zellulare Lage

I a: Ringstromlage

Definition: Über dem größten Teil der nördlichen Hemisphäre herrscht zwischen 40° und 65° nördl. Breite eine ringförmige Strömung, die keine wesentliche Mäanderung aufweist. Die Haupttiefzentren liegen meist

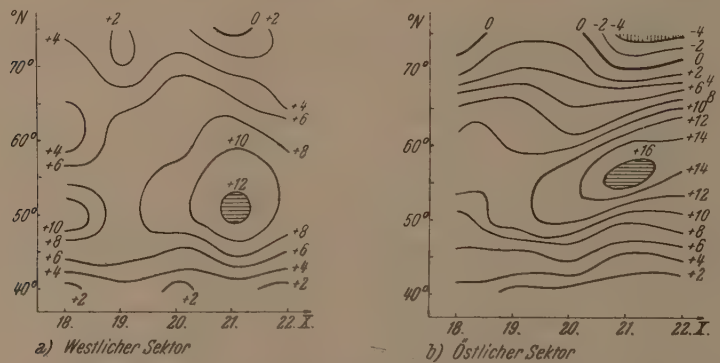


Abb. 4. Isoplethen des zonalen Windes bei einer Ringstromlage vom 18. bis 22. Oktober 1956

nördlich des 60. Breitegrades, die Hochdruckgebiete befinden sich über den subtropischen Breiten.

Sowohl im westlichen Sektor der Nordhemisphäre, 120° bis 50° westl. Länge, als auch im östlichen Sektor, 40° westl. Länge bis 70° östl. Länge, sind extrem starke zonale Windmaxima (Westwindmaxima) vorhanden (etwa 12 bis 16 m/sec). Zwischen 40° und 65° nördl. Breite sind meist

alle Werte der zonalen Windkomponente > 0. Lediglich in 70° und 75° nördl. Breite können wegen der meist im Hinblick zum Nordpol exzentrischen Lage der Tiefdruckzentren einige Werte der zonalen Windkomponente < 0 sein (Abb. 4).

Anzahl der Tage mit Ringstromlage: 20

Vorkommen und Dauer:

(1)	18. X.—22. X. 1956	5	Tage
(2)	11. XII.—15. XII. 1956	5	„
(3)	5. I.— 6. I. 1957	2	„
(4)	21. II.—23. I. 1957	3	„
(5)	27. X.—31. X. 1957	5	„

Mittlere Dauer: 4,0 Tage

Ib: Zonale Lage

Definition: Unter einer zonalen Lage sollen alle jene Zirkulationsformen verstanden werden, bei denen sowohl im Westsektor als auch im Ostsektor im zonalen Windprofil Westwindmaxima auftreten. Liegt das zonale Windmaximum einheitlich auf etwa dem gleichen Band von bestimmten Breitegraden, die später noch näher bezeichnet werden, dann soll von einer *einheitlichen zonalen Lage* gesprochen werden. In Anlehnung an vorangegangene amerikanische und deutsche Arbeiten wurden bestimmte Breitegrade ausgewählt und der Definition für die verschiedenen Zirkulationsformen der einheitlichen zonalen Lage zugrunde gelegt. Im wesentlichen werden *drei Untertypen* unterschieden, die als südliche, normale und nördliche zonale Lage bezeichnet werden.

Liegt jedoch das Westwindmaximum im Westsektor auf einen wesentlich anderen Breitegrad als im Ostsektor, dann sollen unter diesen Zirkulationsformen *uneinheitliche zonale Lagen* verstanden werden.

${}_sI\,b_s$: *Einheitliche südliche zonale Lage*

Definition: Am südlichen Rand der nordhemisphärischen Zirkumpolarkarte herrscht eine westliche Strömung vor. Die Tiefzentren liegen etwa zwischen 50° und 65° nördl. Breite, über der Polarzone herrscht zumeist hoher Druck. Zwischen Polarhoch und der Tiefdruckzone der mittleren Breiten ist eine östliche Strömung vorhanden. Das Subtropenhoch hat sich weit nach Süden zurückgezogen.

In beiden Sektoren der nördlichen Hemisphäre liegen die zonalen Windmaxima im Süden, etwa zwischen 40° und 50° nördl. Breite (Abb. 5). Nördlich des 50. bis 55. Breitegrades werden die zonalen Windkomponenten häufig < 0. Zwischen 55° und 70° nördl. Breite liegen zonale Ostwindmaxima. Ab etwa 70° nördl. Breite können wieder positive Zonalkomponenten eventuell auch mit Maxima auftreten.

Anzahl der Tage mit einheitlicher südlicher zonaler Lage: 61

Vorkommen und Dauer:

(1)	20. III.—26. III. 1955	7	Tage
(2)	9. XII.—24. XII. 1955	16	„
(3)	12. IV.—15. IV. 1956	4	„

(4)	30.	VI.— 8.	VII. 1956	9 Tage
(5)	6.	II.—11.	II. 1957	6 ,,
(6)	18.	II.—25.	II. 1957	8 ,,
(7)	8.	VIII.—16.	VIII. 1957	9 ,,
(8)	8.	XII.— 9.	XII. 1957	2 ,,

Mittlere Dauer: 7,6 Tage

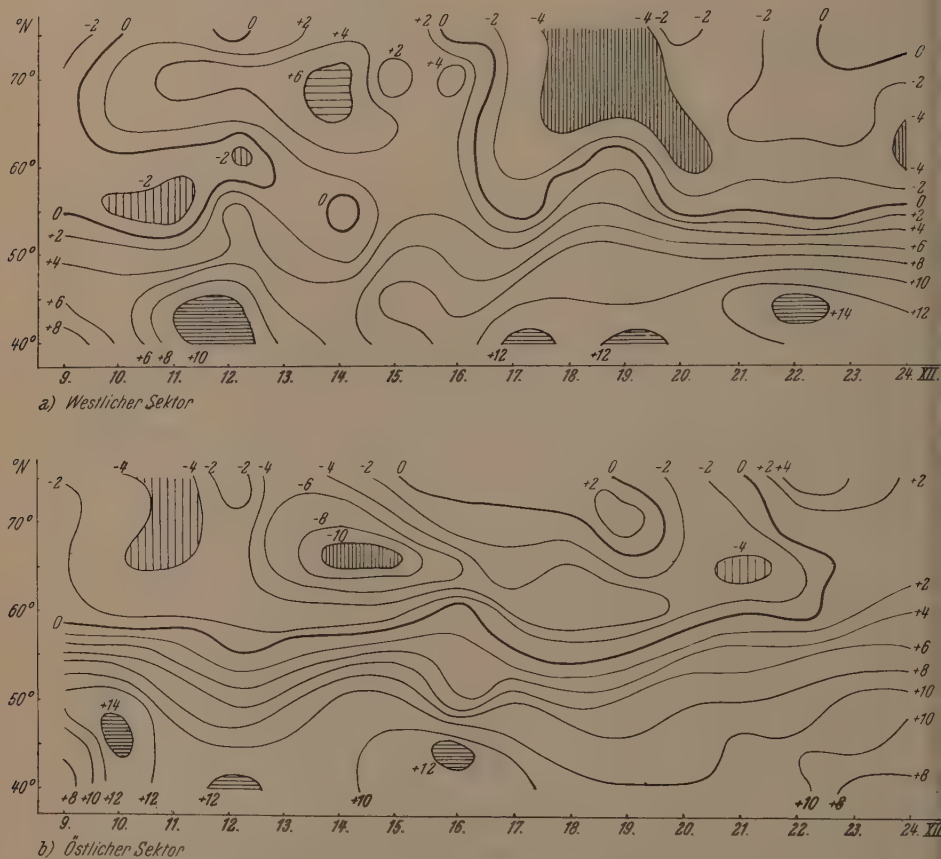
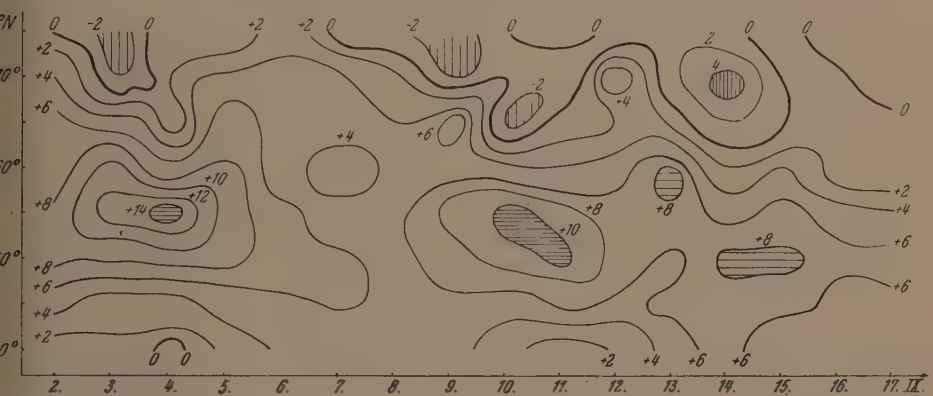


Abb. 5. Isoplethen des zonalen Windes bei einer einheitlichen südlichen zonalen Lage vom 9. bis 24. Dezember 1955

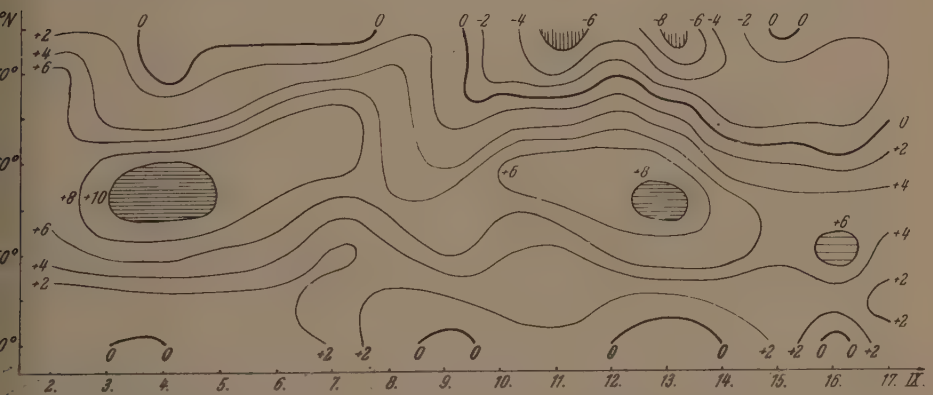
$_{nl}I\ b_{nl}$: *Einheitliche normale zonale Lage*

Definition: In mittleren Breiten herrscht eine westliche Strömung vor. Nördlich 55° nördl. Breite liegen Tiefdruckzentren, zwischen 30° und 50° nördl. Breite befinden sich die subtropischen Hochdruckgebiete in zonaler Erstreckung. Gelegentlich sind in dieser Zone auch Reste von Kaltlufttropfen vorhanden, die von der Westströmung abgeschnürt wurden.

In beiden Sektoren liegen die zonalen Windmaxima zwischen 50° und 60° nördl. Breite, nach Norden und Süden nehmen die Werte der zonalen Windkomponenten rasch ab, in 40° bzw. 70° und 75° werden sie nicht selten < 0 (Abb. 6).



a) Westlicher Sektor



b) Östlicher Sektor

Abb. 6. Isoplethen des zonalen Windes bei einer einheitlichen normalen zonalen Lage vom 2. bis 17. September 1955

Anzahl der Tage mit normaler zonaler Lage: 93

Vorkommen und Dauer:

(1)	2. IX.—17.	IX. 1955	16	Tage
(2)	25. IX.— 4.	X. 1955	10	„
(3)	28. XII.—29.	XII. 1955	2	„
(4)	3. VI.— 4.	VI. 1956	2	„
(5)	6. VIII.—21.	VIII. 1956	16	„
(6)	27. IX.— 1.	X. 1956	5	„

(7)	18. X.—	22. X. 1956	5	Tage
(8)	24. XI.—	27. XI. 1956	4	„
(9)	5. I.—	6. I. 1957	2	„
(10)	24. I.—	1. II. 1957	9	„
(11)	17. VIII.—	25. VIII. 1957	9	„
(12)	7. IX.—	10. IX. 1957	4	„
(13)	13. X.—	21. X. 1957	9	„

Mittlere Dauer: 7,1 Tage

${}_nI\,b_n$: Einheitliche nördliche zonale Lage

Definition: In nördlichen Breiten herrscht eine westliche Strömung vor. Die Tiefzentren liegen zumeist im Bereich der Polarkalotte, einzelne Teiltiefs können bis etwa 60° nördl. Breite trogförmig ausgreifen. Die mittleren Breiten werden von zonal ausgedehnten Hochdruckgebieten (nach Norden verschobene Subtropenhochzone) bedeckt, ihre Zentren

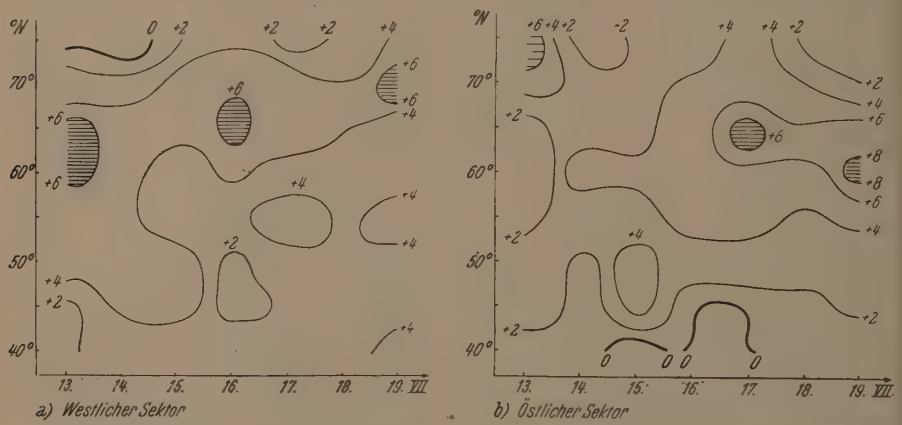


Abb. 7. Isoplethen des zonalen Windes bei einer einheitlichen nördlichen zonalen Lage vom 13. bis 19. Juli 1955

liegen im allgemeinen zwischen 45° und 60° nördl. Breite. Gelegentlich erscheinen diese zonalen Hochdruckgebilde als Ausläufer der maritimen Subtropenhochs. Südlich des 45. Breitegrades finden sich flache Tiefzentren, die zumeist als Kaltlufttropfen identifiziert werden können.

Sowohl im Ost- als auch im Westsektor der nördlichen Hemisphäre liegen die zonalen Windmaxima zwischen 60° und 70° nördl. Breite. Südlich des 60. Breitegrades werden die Werte des zonalen Windes überall ausgesprochen klein, meist zwischen 0 und 6 m/sec, selten aber < 0 (Abb. 7).

Anzahl der Tage mit einheitlicher nördlicher zonaler Lage 11

Vorkommen und Dauer:

(1)	13. VII.—	19. VII. 1955	7	Tage
(2)	26. VIII.—	29. VIII. 1955	4	„

Mittlere Dauer: 5,5 Tage

$_{s}I\,b_{nl}$: *Uneinheitliche zonale Lage, süd — normal*

Definition: Am Südrand des westlichen Sektors der Nordhemisphäre herrscht eine westliche Strömung, die beim Übergang vom Ostatlantik zum europäischen Kontinent auf die Südwestrichtung zurückdreht und schließlich in mittleren Breiten wieder in eine Westdrift übergeht. Die Rückdrehung der Strömung wird in der Regel durch Tiefdruckgebiete verursacht, die sich auf dem Nordatlantik von Westen her gegen den Raum Britische Inseln — Südskandinavien bewegen und dann auf eine nördlichere Bahn abdrehen. Im westlichen Sektor bilden sich ziemlich im Süden (z. B. über den USA, Bermuda-Inseln usw.) Tiefdruckgebiete, über dem europäischen Kontinent wird durch Ausläufer des Subtropenhochs das Druckniveau relativ hoch gehalten.

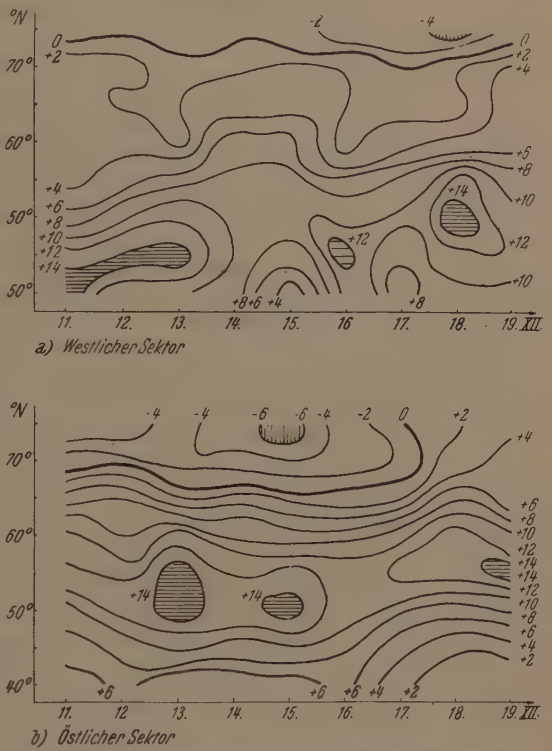


Abb. 8. Isoplethen des zonalen Windes bei einer uneinheitlichen zonalen Lage, süd-normal vom 11. bis 19. Dezember 1956

Im Westsektor der nördlichen Hemisphäre liegt das zonale Windmaximum im Süden, etwa zwischen 40° und 50° nördl. Breite. Nördlich des 50. bis 55. Breitegrades werden die zonalen Windkomponenten häufig < 0. Zwischen 55° und 70° nördl. Breite liegen zonale Ostwindmaxima. Ab etwa 70° nördl. Breite können wieder positive Zonalkomponenten, eventuell auch mit Maxima auftreten. Im Ostsektor liegen die zonalen Windmaxima zwischen 50° und 60° nördl. Breite, nach Norden und Süden nehmen die Werte der zonalen Windkomponente rasch ab, in 40° bzw. 70° und 75° werden sie nicht selten < 0 (Abb. 8).

Anzahl der Tage mit uneinheitlicher zonaler Lage, süd — normal: 75

Vorkommen und Dauer:

(1)	2. V.— 8. V. 1955	7	Tage
(2)	4. XII.— 7. XII. 1955	4	„

(3)	15. I.—29. I. 1956	15	Tage
(4)	28. II.— 3. III. 1956	5	,,
(5)	22. VII.—30. VII. 1956	9	,,
(6)	2. XII.— 6. XII. 1956	5	,,
(7)	11. XII.—19. XII. 1956	9	,,
(8)	7. I.—12. I. 1957	6	,,
(9)	4. XII.— 7. XII. 1957	4	,,
(10)	20. XII.—30. XII. 1957	11	,,

Mittlere Dauer: 7,5 Tage

${}_sI\,b_n$: *Uneinheitliche zonale Lage, süd — nord*

Definition: Am Südrand des westlichen Sektors der Nordhemisphäre herrscht eine westliche Strömung, die beim Übergang vom Nordatlantik zum europäischen Kontinent auf die Südwestrichtung zurückdreht und

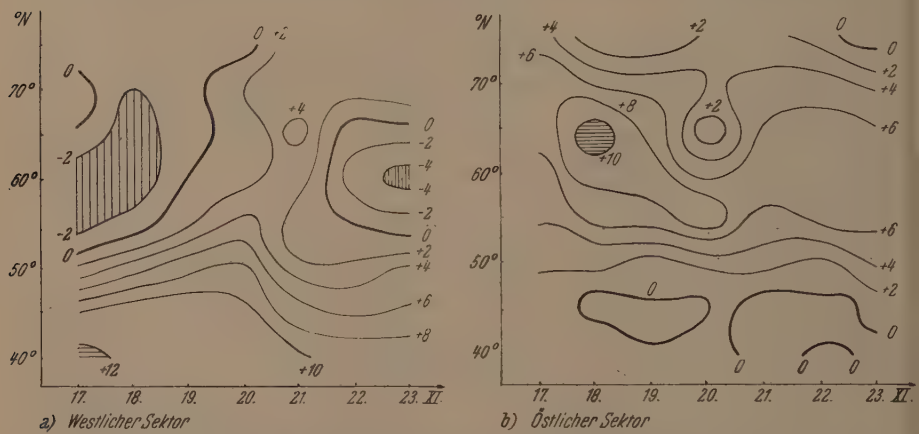


Abb. 9. Isoplethen des zonalen Windes bei einer uneinheitlichen zonalen Lage, süd-nord vom 17. bis 23. November 1955

in höheren Breiten in eine Westdrift übergeht. Die Rückdrehung der Strömung wird in der Regel durch ein Sturmtief verursacht, deren Zentrum sich auf nördlicher Bahn meist von Grönland her nach Osten bewegt. Eine andere Möglichkeit besteht im Auftreten eines stationären ostatlantischen Hochdruckgebietes, durch das die südliche zonale Strömung im westlichen Sektor auf das Niveau einer nordzonalen Strömung gehoben wird.

Im Westsektor der nördlichen Hemisphäre liegt das zonale Windmaximum im Süden, etwa zwischen 40° und 50° nördl. Breite. Nördlich des 50. bis 55. Breitegrades werden die zonalen Windkomponenten häufig < 0. Zwischen 55° und 70° nördl. Breite liegen zonale Ostwindmaxima. Ab etwa 70° nördl. Breite können wieder positive Zonalkomponenten, eventuell auch mit Maxima auftreten.

Im Ostsektor der nördlichen Hemisphäre liegen die zonalen Windmaxima zwischen 60° und 75° nördl. Breite. Südlich des 60. Breitegrades werden die Werte des zonalen Windes überall ausgesprochen klein, meist zwischen 0 und 6 m/sec, manchmal auch < 0 (Abb. 9).

Anzahl der Tage mit uneinheitlicher zonaler Lage, süd — nord: 10
Vorkommen und Dauer:

(1)	17. XI.—23. XI.	1955	7 Tage
(2)	4. I.— 6. I.	1956	3 ,,

Mittlere Dauer: 5,0 Tage

$_{nl}I\,b_n$: *Uneinheitliche zonale Lage, normal — nord*

Definition: In mittleren Breiten des westlichen Sektors herrscht eine westliche Strömung vor, die beim Übergang vom Ostatlantik zum europäischen Kontinent auf die Südwestrichtung zurückdreht und schließlich in höheren Breiten wieder in eine Westdrift übergeht. Die Rückdrehung der Strömung wird in der Regel durch einen Trog über dem Nordatlantik oder durch Tiefdruckgebiete, deren Zentrum sich von Westen her auf einer zunehmend nach Norden rückenden Bahn bewegen, verursacht. Im Westsektor ist in der Regel das Subtropenhoch im Raum Südstaaten der USA — Golf von Mexiko — Bermuda-Inseln gut ausgebildet. Über den mittleren Breiten des europäischen Kontinents erstrecken sich zonal orientierte Hochdruckgebiete. Manchmal befinden sich in diesen Breiten auch abgesplitterte Kaltlufttropfen. Am südlichen Kartenrand des Ostsektors liegen Tiefdruckzentren.

Im Westsektor der nördlichen Hemisphäre liegt das zonale Windmaximum zwischen 50° und 60° nördl. Breite, nach Norden und Süden nehmen die Werte der zonalen Windkomponente rasch ab, in 40° bzw. 70° nördl. Breite werden sie nicht selten < 0. Im Ostsektor liegen die zonalen Windmaxima zwischen 60° und 75° nördl. Breite. Südlich des 60. Breitegrades werden die Werte des zonalen Windes überall ausgesprochen klein, meist liegen sie zwischen 0 und 6 m/sec, manchmal auch < 0.

Anzahl der Tage mit uneinheitlicher zonaler Lage, normal — nord: 28
Vorkommen und Dauer:

(1)	9. X.—12. X.	1955	4 Tage
(2)	22. X.—24. X.	1955	3 ,,
(3)	15. V.—20. V.	1956	6 ,,
(4)	10. IX.—16. IX.	1956	7 ,,
(5)	9. X.—12. X.	1956	4 ,,
(6)	11. XI.—12. XI.	1957	2 ,,
(7)	15. I.—16. I.	1958	2 ,,

Mittlere Dauer: 4,0 Tage

$_{nl}I\,b_s$: *Uneinheitliche zonale Lage, normal — süd*

Definition: In mittleren Breiten des westlichen Sektors ist eine westliche Strömung vorherrschend, die durch Tiefdruckgebiete im Raum Grönland — nördliches Eismeer beim Übergang in den östlichen Sektor

in südlichere Breiten übergeführt wird. Im Westsektor ist in der Regel das Subtropenhoch im Raum Südstaaten der USA — Golf von Mexiko gut ausgebildet. In der Gegend der Azoren und Nordafrikas hat sich jedoch das Subtropenhoch weit nach Süden zurückgezogen.

Im Westsektor der nördlichen Hemisphäre liegt das zonale Windmaximum zwischen 50° und 60° nördl. Breite, nach Norden und Süden nehmen die Werte der zonalen Windkomponente rasch ab. Im Ostsektor liegen die zonalen Windmaxima im Süden, etwa zwischen 40° und 50° nördl. Breite. Nördlich des 50. bis 55. Breitegrades werden die zonalen Windkomponenten häufig < 0. Zwischen 55° und 70° nördl. Breite liegen zonale Ostwindmaxima. Ab etwa 70° nördl. Breite können wieder positive Zonalkomponenten, eventuell auch mit Maxima auftreten.

Anzahl der Tage mit uneinheitlicher zonaler Lage, normal—süd: 4
Vorkommen und Dauer:

(1) 5. I.—8. I. 1958 4 Tage

${}_nI\,b_{nl}$: *Uneinheitliche zonale Lage, nord—normal*

Definition: In höheren Breiten des westlichen Sektors herrscht eine westliche Strömung vor, die beim Übergang vom Ostatlantik zum europäischen Kontinent auf Nordwest dreht und in mittleren Breiten des Ostsektors wieder in eine Westdrift übergeht. Die Drehung der Strömung wird in der Regel von Tiefdruckgebieten über den Nordatlantik herbeigeführt.

Im westlichen Sektor liegen die zonalen Windmaxima zwischen 60° und 75° nördl. Breite. Südlich des 60. Breitegrades werden die Werte des zonalen Windes überall ausgesprochen klein, meist zwischen 0 und 6 m/sec, manchmal auch < 0. Im Ostsektor der nördlichen Hemisphäre liegen die zonalen Windmaxima zwischen 50° und 60° nördl. Breite. Nach Norden und Süden nehmen die Werte des zonalen Windes rasch ab.

Anzahl der Tage mit uneinheitlicher zonaler Lage, nord — normal: 5
Vorkommen und Dauer:

(1) 22. X.—26. X. 1957 5 Tage

${}_nI\,b_s$: *Uneinheitliche zonale Lage, nord — süd*

Definition: In den höheren Breiten des westlichen Sektors herrscht eine westliche Strömung vor, die beim Übergang vom Ostatlantik zum europäischen Kontinent scharf auf Nordwest dreht und in niedrigen Breiten des Ostsektors wieder in eine Westdrift übergeht. Die Drehung der Strömung wird in der Regel durch einen Hochdruckrücken über dem Nordatlantik verursacht. In mittleren Breiten des westlichen Sektors befinden sich nicht selten abgesplitterte Kaltlufttropfen. Der europäische Kontinent wird in der Regel von einem ausgedehnten Tiefdrucksystem bedeckt.

Im westlichen Sektor liegen die zonalen Windmaxima zwischen 60° und 75° nördl. Breite. Südlich des 60. Breitegrades werden die Werte des zonalen Windes überall ausgesprochen klein, meist zwischen 0 und

6 m/sec, manchmal auch < 0. Im Ostsektor der nördlichen Hemisphäre liegt das zonale Windmaximum im Süden, etwa zwischen 40° und 50° nördl. Breite. Nördlich des 50. bis 55. Breitegrades werden die zonalen Windkomponenten häufig < 0. Zwischen 55° und 70° nördl. Breite liegen zonale Ostwindmaxima. Ab etwa 70° nördl. Breite können wieder positive Zonalkomponenten, eventuell auch mit Maxima, auftreten.

Anzahl der Tage mit uneinheitlicher zonaler Lage, nord — süd: 3
Vorkommen und Dauer:
(1) 19. II.—21. II. 1955 3 Tage

I c: Trendlage

Definition: Von einer Trendlage soll immer dann gesprochen werden, wenn im Ost- oder Westsektor der Nordhemisphäre oder auch gleichzeitig in beiden Sektoren das zonale Windmaximum seine Lage mit der Zeit entlang der Meridiane ändert, wenn also die Zonalströmung einen „Trend" nach Norden oder Süden aufweist.

Naturgemäß gibt es bei den Trendlagen eine Anzahl von Kombinationen, die auf S. 175 angegeben wurden, die aber zum Teil während des Untersuchungszeitraumes gar nicht aufgetreten sind. Die Einteilung wurde im Prinzip so vorgenommen, daß zuerst die Lagen aufgezählt sind, die im Westsektor keinen Trend, im Ostsektor jedoch einen Trend aufweisen. Bei Verwendung der symbolischen Schreibweise wurde eine Lage, die im Westsektor südzonal, im Ostsektor jedoch einen Trend der südzonalen Strömung nach Norden aufweist, in folgender Weise bezeichnet: ${}_{s}\mathrm{I}\ c_{s/T/n}$. Der „Trend" wird also durch das $/T/$ gekennzeichnet.

Die zweite Gruppe der Trendlagen umfaßt alle jene Lagen, die im Westsektor einen Trend aufweisen, im Ostsektor jedoch eine Zonalströmung ohne Trend zeigen. Beispiel: ${}_{s/T/n}\mathrm{I}\ c_{s}$. Dieser symbolische Ausdruck bedeutet, daß im Westsektor die südzonale Strömung einen Trend zu einer nordzonalen Strömung aufweist, während im Ostsektor die südzonale Strömung unverändert bleibt.

Schließlich umfaßt die dritte Gruppe der Trendlagen alle jene Zirkulationstypen, die sowohl im West- als auch im Ostsektor einen Trend haben. Beispiel: ${}_{s/T/nl}\mathrm{I}\ c_{s/T/n}$. Dieses Symbol drückt aus, daß im Westsektor die südzonale Strömung einen Trend zu einer normalzonalen, im Ostsektor zu einer nordzonalen Strömung aufweist.

Im folgenden wird nicht jede einzelne Trendlage für sich definiert, sondern lediglich Vorkommen und Dauer jeder Trendlage angegeben.

Anzahl der Tage mit Trendlage: 220
Mittlere Dauer: 5,8 Tage

${}_{s}\mathrm{I}\ c_{s/T/nl}$: Trendlage; süd — süd/Trend/normal

Vorkommen und Dauer:
(1) 25. XII.—28. XII. 1955 4 Tage
(2) 10. V.—15. V. 1956 6 „

${}_sI\ c_{s/T/n}$: Trendlage; süd — süd/Trend/nord

Vorkommen und Dauer:

(3) 27. II.— 3. III. 1955 5 Tage
(4) 9. XI.—15. XI. 1956 7 „ (Abb. 10)

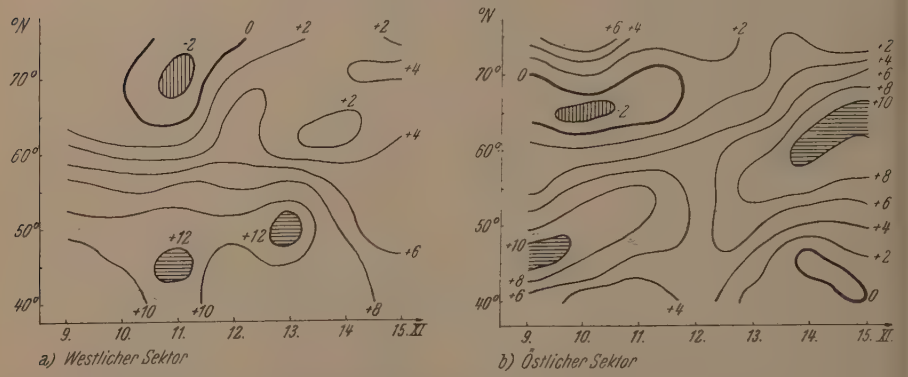


Abb. 10. Isoplethen des zonalen Windes bei einer Trendlage, süd—süd/Trend/nord vom 9. bis 15. November 1956

${}_sI\ c_{nl/T/n}$: Trendlage; süd — normal/Trend/nord

Vorkommen und Dauer:

(5) 8. IV.—15. IV. 1955 8 Tage

${}_sI\ c_{nl/T/s}$: Trendlage; süd — normal/Trend/süd

Vorkommen und Dauer:

(6) 7. XII. —10. XII. 1955 4 Tage
(7) 30. XII. 1957— 1. I. 1958 3 „

${}_sI\ c_{n/T/nl}$: Trendlage; süd — nord/Trend/normal

Vorkommen und Dauer:

(8) 12. III.—16. III. 1955 5 Tage
(9) 25. XI.—28. XI. 1955 4 „
(10) 3. V.— 7. V. 1956 5 „
(11) 15. XII.—17. XII. 1957 3 „
(12) 27. V.— 1. VI. 1957 6 „

${}_sI\ c_{n/T/s}$: Trendlage; süd — nord/Trend/süd

Vorkommen und Dauer:

(13) 15. XI.—20. XI. 1956 6 Tage
(14) 21. XI.—30. XI. 1957 10 „
(15) 1. XII.—11. XII. 1957 11 „

${}_{nl}I\ c_{n/T/nl}$: Trendlage; normal — nord/Trend/normal

Vorkommen und Dauer:

(16) 25. VIII.—30. VIII. 1955 6 Tage
(17) 1. IX.— 9. IX. 1956 9 „
(18) 14. I.—21. I. 1957 8 „

$_{n}I\ c_{n/T/s}$: *Trendlage; nord — nord/Trend/süd*
Vorkommen und Dauer:
(19) 7. I.—10. I. 1956 4 Tage

$_{s/T/nl}I\ c_{s}$: *Trendlage; süd/Trend/normal — süd*
Vorkommen und Dauer:
(20) 28. III.—1. IV. 1955 5 Tage

$_{nl/T/s}I\ c_{s}$: *Trendlage; normal/Trend/süd — süd*
Vorkommen und Dauer:
(21) 9. I.—11. I. 1958 3 Tage

$_{n/T/s}I\ c_{s}$: *Trendlage; nord/Trend/süd — süd*
Vorkommen und Dauer:
(22) 3. II.— 8. II. 1955 6 Tage
(23) 21. II.—26. II. 1955 6 „
(24) 2. I.— 4. I. 1958 3 „

$_{s/T/n}I\ c_{nl}$: *Trendlage; süd/Trend/nord — normal*
Vorkommen und Dauer:
(25) 30. XI.—3. XII. 1955 4 Tage
(26) 31. VII.—5. VIII. 1956 6 „

$_{nl/T/s}I\ c_{nl}$: *Trendlage; normal/Trend/süd — normal*
Vorkommen und Dauer:
(27) 7. XII.—11. XII. 1956 5 Tage
(28) 2. II.— 5. II. 1957 4 „

$_{n/T/s}I\ c_{nl}$: *Trendlage; nord/Trend/süd — normal*
Vorkommen und Dauer:
(29) 25. VI.— 1. VII. 1955 7 Tage
(30) 8. X.—12. X. 1957 5 „
(31) 23. X.—31. X. 1957 9 „ (Abb. 11)

$_{n/T/nl}I\ c_{nl}$: *Trendlage; nord/Trend/normal — normal*
(32) 12. V.—18. V. 1957 7 Tage
(33) 4. X.—13. X. 1957 10 „

$_{nl/T/n}I\ c_{n}$: *Trendlage; normal/Trend/nord — nord*
(34) 15. XII.—17. XII. 1957 3 Tage

$_{n/T/nl}I\ c_{n}$: *Trendlage; nord/Trend/normal — nord*
Vorkommen und Dauer:
(35) 14. IX.—21. IX. 1956 8 Tage

$_{s/T/nl}I\ c_{s/T/n}$: *Trendlage; süd/Trend/normal — süd/Trend/nord*
Vorkommen und Dauer:
(36) 12. X.—17. X. 1955 6 Tage
(37) 11. I.—15. I. 1958 5 „

Trendlage: nord/Trend/süd — nord/Trend/normal

(38) 17. XII.—20. XII. 1957 4 Tage

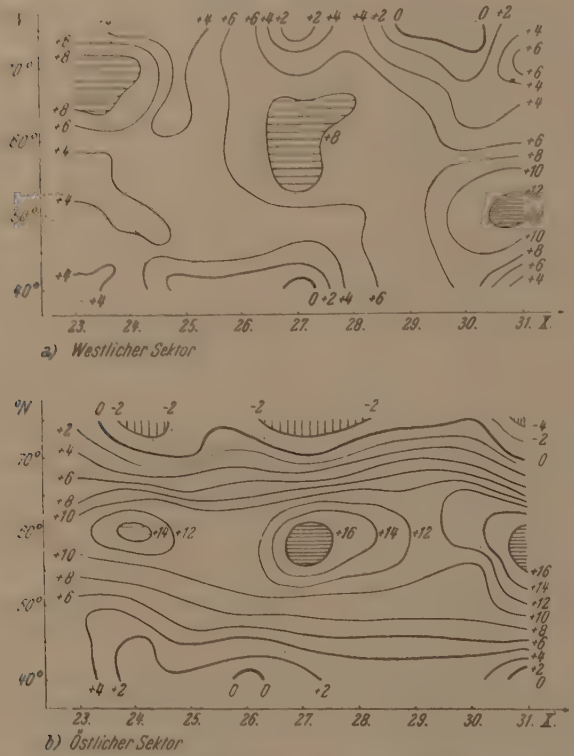


Abb. 11. Isoplethen des zonalen Windes bei einer Trendlage, nord/Trend/süd—normal vom 23. bis 31. Oktober 1957

II: Planetarische Wellen

Definition: Wenn der Verlauf der Isohypsen der 850 mb-Fläche eine starke Mäanderung aufweist, und zwar in der Form, daß abwechselnd Tiefdrucktröge und Hochdruckrücken aufeinanderfolgen, dann soll von planetarischen Wellen gesprochen werden. Im allgemeinen kommen bei dieser Strömungsform mindestens drei Tröge bzw. Rücken vor. Im allgemeinen verlagern sich diese planetarischen Wellen von Westen nach Osten, oft sind sie stationär, im Einzelfall können sie auch rückläufig werden.

Die zonalen Windwerte sind in beiden Sektoren niedrig, meist sind sie < 7 m/sec. Die Isoplethen der zonalen Windkomponente haben keine zonale Form, sondern sie zeigen Merkmale meridionaler Strömung (Abb. 12).

Anzahl der Tage mit planetarischen Wellen: 244
Mittlere Dauer: 6,4 Tage

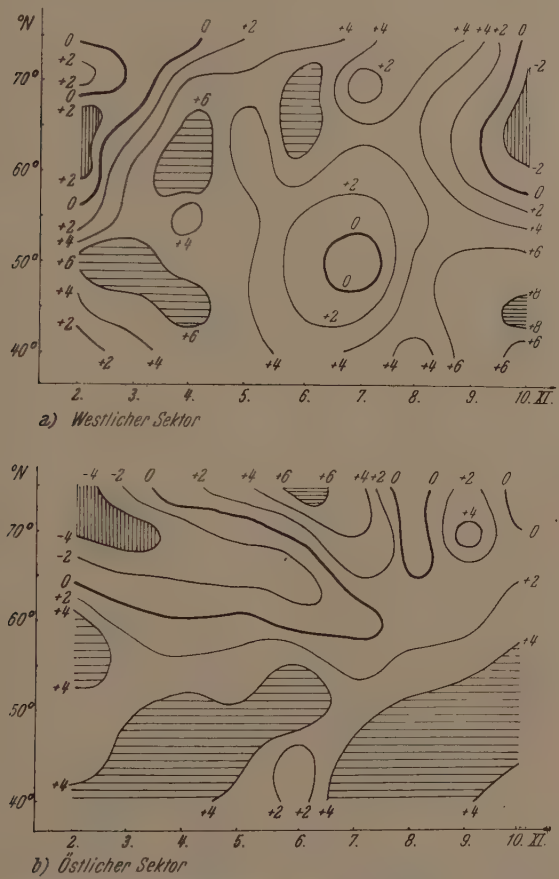


Abb. 12. Isoplethen des zonalen Windes bei planetarischen Wellen, stationär vom 2. bis 10. November 1955

II (st): Planetarische Wellen, stationär

Anzahl der Tage mit planetarischen Wellen, stationär: 175
Vorkommen und Dauer:

(1)	16. III.—	19. III. 1955	4	Tage
(2)	22. IV.—	25. IV. 1955	4	,,
(3)	16. V.—	21. V. 1955	6	,,
(4)	15. VIII.—	18. VIII. 1955	4	,,
(5)	18. IX.—	20. IX. 1955	3	,,
(6)	2. XI.—	10. XI. 1955	9	,,
(7)	14. XI.—	16. XI. 1955	3	,,

(8)	30. XII.—	3. I.	1956	5	Tage
(9)	10. I.—	14. I.	1956	5	,,
(10)	4. III.—	10. III.	1956	7	,,
(11)	1. IV.—	7. IV.	1956	7	,,
(12)	18. IV.—	2. V.	1956	15	,,
(13)	6. VI.—	27. VI.	1956	22	,,
(14)	24. VIII.—	31. VIII.	1956	8	,,
(15)	5. X.—	8. X.	1956	4	,,
(16)	13. X.—	17. X.	1956	5	,,
(17)	24. X.—	29. X.	1956	6	,,
(18)	5. XI.—	8. XI.	1956	4	,,
(19)	28. XI.—	1. XII.	1956	4	,,
(20)	26. VI.—	6. VII.	1957	11	,,
(21)	12. IX.—	16. IX.	1957	5	,,
(22)	26. IX.—	5. X.	1957	10	,,
(23)	4. XI.—	7. XI.	1957	4	,,
(24)	11. XII.—	14. XII.	1957	4	,,
(25)	17. I.—	23. I.	1958	7	,,
(26)	26. I.—	31. I.	1958	6	,,

Mittlere Dauer: 6,7 Tage

II (m): Planetarische Wellen, mobil

Anzahl der Tage mit planetarischen Wellen, mobil: 60
Vorkommen und Dauer:

(1)	10. VI.—	22. VI.	1955	13	Tage
(2)	3. VII.—	12. VII.	1955	10	,,
(3)	5. X.—	8. X.	1955	4	,,
(4)	8. IV.—	11. IV.	1956	4	,,
(5)	17. IX.—	21. IX.	1956	5	,,
(6)	12. IV.—	15. IV.	1957	4	,,
(7)	27. V.—	4. VI.	1957	9	,,
(8)	9. VI.—	12. VI.	1957	4	,,
(9)	21. VII.—	24. VII.	1957	4	,,
(10)	6. VIII.—	8. VIII.	1957	3	,,

Mittlere Dauer: 6,0 Tage

II (r): Planetarische Wellen, rückläufig

Anzahl der Tage mit planetarischen Wellen, rückläufig: 12
Vorkommen und Dauer:

(1)	18. X.—	21. X.	1955	4	Tage
(2)	18. VI.—	25. VI.	1957	8	,,

Mittlere Dauer: 6,0 Tage

III a: Blocking-Lage

Definition: Die zonale Westströmung trifft an einer Stelle der nördlichen Hemisphäre auf ein Hindernis, das sich in Form eines ausgedehnten Hochdruckgebietes der Westströmung entgegenstellt. Die Strömung ist

nun gezwungen, diesem Hindernis auszuweichen. Ein Teil der Strömung wird nach Nordosten abgelenkt, ein anderer Teil nach Südosten. Im Süden des Blocking-Hochs schließt sich das den Blocking-Effekt und das Aufsplittern der Zonalströmung steigernde charakteristische Blocking-Tief an. Streng genommen sollte erst dann von einer Blocking-Lage ge-

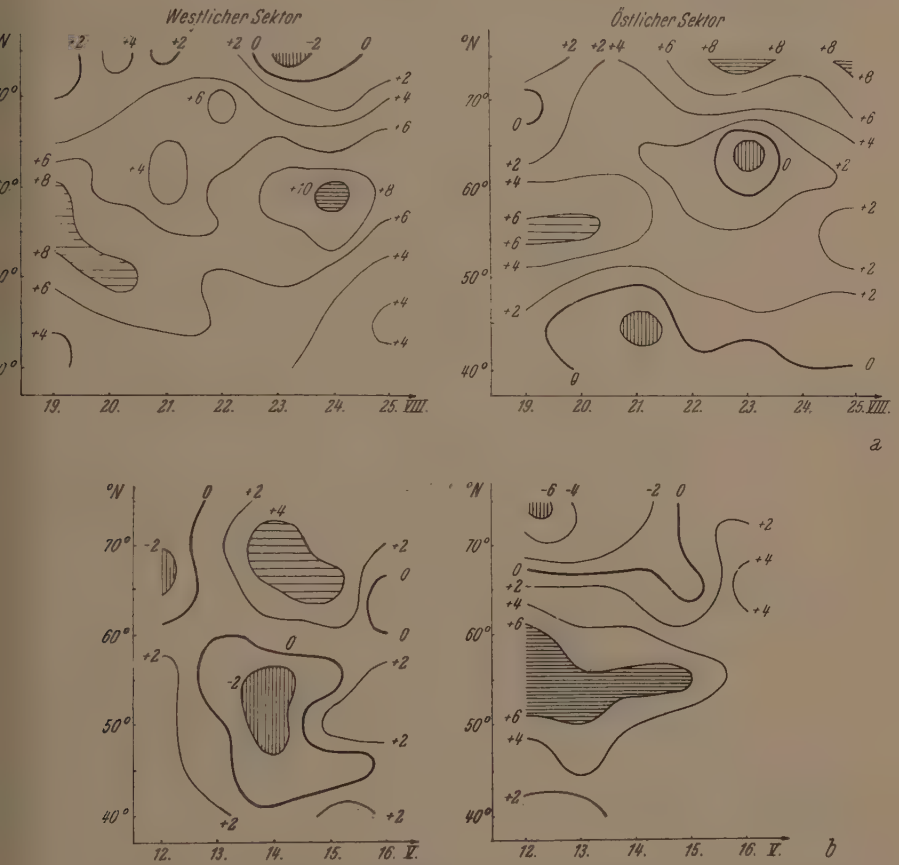


Abb. 13. Isoplethen des zonalen Windes bei einer Blocking-Lage. *a*) Zentraleuropa vom 19. bis 25. August 1955, *b*) Westatlantik vom 13. bis 16. Mai 1955

sprochen werden, wenn das Blocking-Hoch im Süden von diesem korrespondierenden Tief begleitet wird. Im anderen Fall handelt es sich um ein gewöhnliches stationäres Hoch, das zwar auch die Zonalströmung ablenkt, sie aber nicht aufsplittert. Blocking-Hochs neigen zur Rückläufigkeit und es gibt Fälle, wo sie sich in wenigen Tagen von Rußland bis zum Ostatlantik verlagern.

Die Verteilung der Komponenten des zonalen Windes hängt von der Stelle ab, an welcher sich das Blocking-Feld bildet. Das Blocking-Feld

selbst hat ausgesprochen meridionale, bisweilen auch ostzonale Eigenschaften. Die Zirkulation vor dem Blocking-Feld, also westlich davor, ist westzonal. Hinter dem Blocking-Feld kann sich offenbar keine stärkere Weströmung mehr bilden, die Werte der Zonalkomponente des Windes sind hier meist gering (Abb. 13*a*, *b*).

Im Bereich der beiden Sektoren der Nordhemisphäre wurde folgende Einteilung für die Lage des Blocking-Feldes vorgenommen: Osteuropa (EE), Zentraleuropa (ZE), Westeuropa (WE), Ostatlantik (EA), Westatlantik (WA).

Anzahl der Tage mit Blocking-Lage: 125
Mittlere Dauer: 6,9 Tage

III a (EE): Blocking-Lage, Osteuropa

Vorkommen und Dauer:

(1)	11. III.—25. III. 1956	15	Tage
(2)	1. I.— 4. I. 1957	4	,,
(3)	24. III.—27. III. 1957	4	,,
(4)	16. IV.—27. IV. 1957	12	,,

III a (ZE): Blocking-Lage, Zentraleuropa

Vorkommen und Dauer:

(1)	19. VIII.—25. VIII. 1955	7	Tage
(2)	19. XI.—23. XI. 1956	5	,,
(3)	23. XII.—28. XII. 1956	6	,,
(4)	30. III.— 3. IV. 1957	5	,,

III a (WE): Blocking-Lage, Westeuropa

Vorkommen und Dauer:

(1)	22. V.—25. V. 1955	4	Tage
(2)	27. VI.— 2. VII. 1955	6	,,
(3)	24. VII.—26. VII. 1955	3	,,
(4)	27. III.—30. III. 1956	4	,, (rückläufig)

III a (EA): Blocking-Lage, Ostatlantik

Vorkommen und Dauer:

(1)	12. II.—18. II. 1955	7	Tage
(2)	4. II.—27. II. 1956	24	,,
(3)	31. X.— 4. XI. 1956	5	,,
(4)	6. IV.—11. IV. 1957	6	,,
(5)	8. XI.—10. XI. 1957	3	,,

III a (WA): Blocking-Lage, Westatlantik

Vorkommen und Dauer:

(1)	12. V.—16. V. 1955	5	Tage

III b: Omega-Lage

Definition: Wenn die Höhenströmung auf der nördlichen Hemisphäre angenähert die Form des griechischen Buchstaben „groß Omega" bildet, soll von einer Omega-Lage gesprochen werden. Der Kopf dieses Omegas

wird in der Regel von einem stationären Hochdruckgebiet gebildet. An den beiden Flanken des Omegas sind Tiefdruckgebiete (Flankenwirbel) ausgebildet.

Zum Unterschied von der Blocking-Lage wird die Zonalströmung nicht „aufgesplittert", sondern der Kopf des Omegas wird umströmt. Beim Umströmen des Omega-Hochs erhält die Strömung meridionale

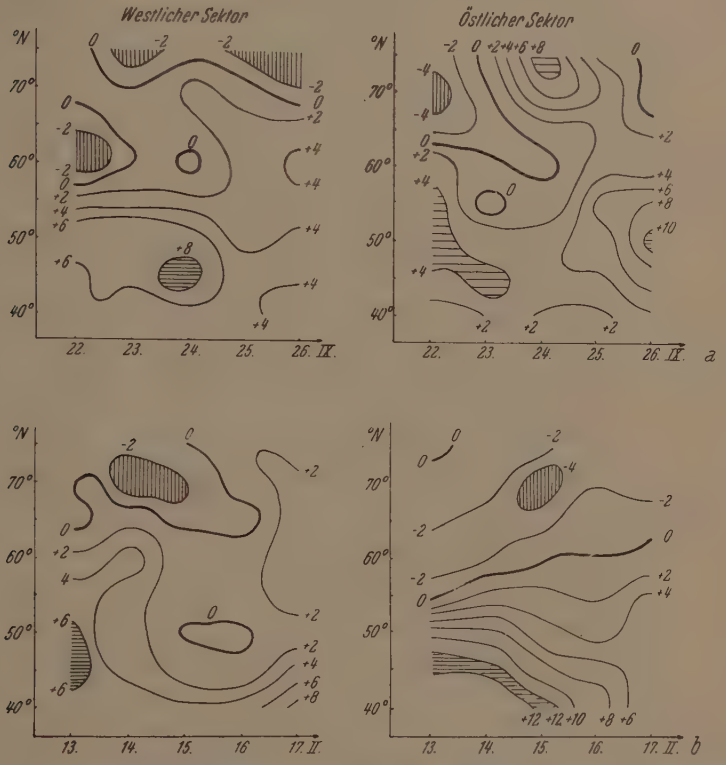


Abb. 14. Isoplethen des zonalen Windes bei einer Omega-Lage. *a*) Zentraleuropa vom 22. bis 26. September 1956, *b*) Westatlantik vom 13. bis 17. Februar 1957

Komponenten, an der Ostseite des Omega-Hochs wird jedoch die Strömung häufig wieder ausgeprägt zonal. Bei der Blocking-Situation kann sich dagegen keine stärkere Zonalströmung ausbilden. Durch die Existenz der Flankenwirbel wird ein ziemlich südlicher Verlauf der Zonalströmung hervorgerufen.

Die Verteilung der Komponenten des zonalen Windes hängt von der Lage des Omega-Hochs ab. Im Bereich des Omegas selbst werden nur geringe Komponenten des zonalen Windes angetroffen. Die Zirkulation westlich und östlich des Omega-Hochfeldes ist südzonal bis normalzonal (Abb. 14*a*, *b*).

Im Bereich der beiden nordhemisphärischen Sektoren wurde folgende Einteilung für die Lage des Omega-Hochs vorgenommen: Osteuropa (EE), Zentraleuropa (ZE), Westeuropa (WE), Ostatlantik (EA), Westatlantik (WA).

Anzahl der Tage mit Omega-Lage: 94
Mittlere Dauer: 6,3 Tage

III b (EE): Omega-Lage, Osteuropa

Vorkommen und Dauer:

(1) 29. VIII.—6. IX. 1957 9 Tage

III b (ZE): Omega-Lage, Zentraleuropa

Vorkommen und Dauer:

(1) 21. V.—26. V. 1956 6 Tage
(2) 28. V.— 1. VI. 1956 5 „
(3) 22. IX.—26. IX. 1956 5 „

III b (WE): Omega-Lage, Westeuropa

Vorkommen und Dauer:

(1) 26. V.— 4. VI. 1955 10 Tage
(2) 13. XI.—20. XI. 1957 8 „
(3) 29. XI.— 3. XII. 1957 5 „

III b (EA): Omega-Lage, Ostatlantik

Vorkommen und Dauer:

(1) 9. II.—11. II. 1955 3 Tage
(2) 4. III.—14. III. 1955 11 „
(3) 27. III.— 1. IV. 1955 6 „
(4) 15. IV.—21. IV. 1955 7 „
(5) 25. X.—28. X. 1955 4 „
(6) 30. I.— 3. II. 1956 5 „
(7) 22. XI.—26. XI. 1957 5 „

III b (WA): Omega-Lage, Westatlantik

Vorkommen und Dauer:

(1) 13. II.—17. II. 1957 5 Tage

III c: Zellulare Lage

Definition: Über dem größten Teil der nördlichen Hemisphäre herrscht keine einheitliche Höhenströmung. Zahlreiche Tief- und Hochzentren lenken die Strömung meridional ab und lassen keine durchgreifende zonale Strömung in Erscheinung treten. Die Zellularlage ist das absolute Gegenstück zur Ringstromlage, bei welcher die Zonalzirkulation in größtmöglichstem Ausmaß in Erscheinung tritt. Bei der Zellularlage ist die Zirkulation in einem großen Ausmaß in viele einzelne Zirkulationsräder zerfallen.

Dementsprechend treten im zonalen Windprofil überall geringe Zonalkomponenten auf, wobei oft Ostwindkomponenten überwiegen können. Lediglich am südlichen Rand der nordhemisphärischen Zirkumpolarkarte kann eine zonale westliche Strömung auftreten (Abb. 15).

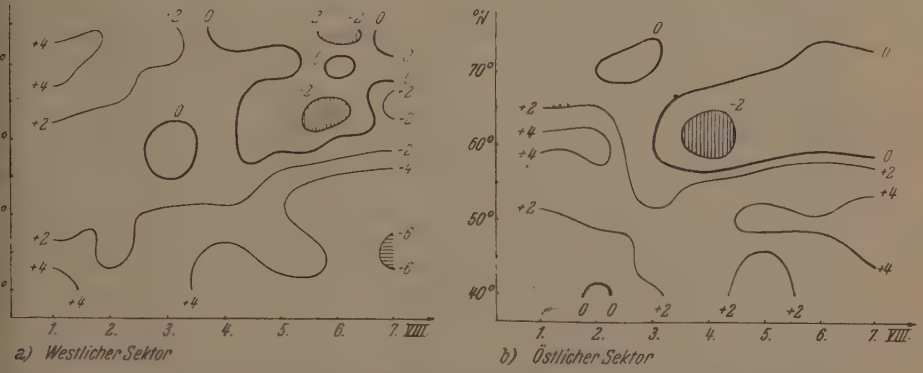


Abb. 15. Isoplethen des zonalen Windes bei einer zellularen Lage vom 1. bis 7. August 1957

Anzahl der Tage mit zellularer Lage: 86
Mittlere Dauer: 7,8 Tage
Vorkommen und Dauer:

(1)	25. IV.— 1.	V.	1955	7 Tage
(2)	4. VI.— 9.	VI.	1955	6 „
(3)	13. VII.—21.	VII.	1956	9 „
(4)	28. II.—13.	III.	1957	14 „
(5)	28. IV.— 7.	V.	1957	10 „
(6)	20. V.—26.	V.	1957	7 „
(7)	5. VI.— 8.	VI.	1957	4 „
(8)	13. VI.—17.	VI.	1957	5 „
(9)	10. VII.—21.	VII.	1957	12 „
(10)	1. VIII.— 7.	VIII.	1957	7 „
(11)	21. IX.—25.	IX.	1957	5 „

Literatur

1. Myrbach, O.: Das Atmen der Atmosphäre unter kosmischen Einflüssen. Ann. Hydr. mar. Met. **54**, 94 (1926).
2. Baur, F.: Die Bedeutung der Stratosphäre für die Großwetterlage. Met. Z. **53**, 237 (1936).
3. Baur, F., P. Hess und H. Nagel: Die Großwetterlagen Europas im Frühling. Forsch. u. Erfahr. Ber. Dtsch. Wetterd., Reihe B, Nr. 12 (1943).
4. Baur, F.: Musterbeispiele europäischer Großwetterlagen. Wiesbaden: Dieterich. 1947.
5. Charney, J. G.: On a Physical Basis for Numerical Prediction of Large-Scale Motions in the Atmosphere. J. Met. **6**, 371 (1949).

6. Charney, J., and A. Eliassen: A Numerical Method for Predicting the Perturbations of the Middle Latitude Westerlies. Tellus **1**, 38 (1949).
7. Rossby, C.-G.: For a Qualitative Discussion of the General Circulation. Yearbook Agriculture, Washington, D. C., 1941.
8. Starr, V. P.: Basic Principles of Weather Forecasting. New York: Harper and Brothers. 1942.
9. Rossby, C.-G.: Relation between Variations in the Intensity of the Zonal Circulation of the Atmosphere and the Displacement of the Semi-Permanent Centers of Action. J. Marine Res. **2**, No. 1 (1939).
10. Neamtan, S.: The Motion of Harmonic Waves in the Atmosphere. J. Met. **3**, 53 (1946).
11. Charney, J., R. Fjörtoft and I. Neumann: Numerical Integration of the Barotropic Vorticity Equation. Tellus **2**, 273 (1950).
12. Willett, H. C.: Report of the Five-Day Forecasting Procedure. Papers in Physical Oceanography and Meteorology. Mass. Inst. Technol. and Woods Hole Oceanogr. Inst. **9**, No. 1 (1941).
13. Hess, P., und H. Brezowsky: Katalog der Großwetterlagen Europas. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone Nr. 33, 3 (1952).
14. Riehl, H. und Mitarbeiter: Forecasting in Middle Latitudes. Met. Monographs, Amer. Met. Soc. **I**, No. 5 (1952).
15. Reuter, H.: Methoden und Probleme der Wettervorhersage. Wien: Springer. 1954.

551.511:551.557

(Aus der Wetterdienststelle Innsbruck der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien, derzeit Internationales Meteorologisches Institut der Universität Stockholm)

Die Westwärts-Intensivierung des Polarfront-Jetstream in den Winkel zwischen Polarfront und Tropopause an der Ostseite eines polaren Kälteausbruchs, eine Erweiterung des klassischen Grenzflächenproblems von Margules

Von

Friedrich Defant

Mit 7 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es wird eine auf rein dynamischen Grundlagen beruhende Erklärung für die starke „Westwärts-Intensivierung" des Polarfront-Jetstream in den Winkel zwischen der geneigten Polarfrontfläche und der gegengeneigten Tropopause an der Ostflanke eines polaren Kälteausbruches gegeben.

Eine gewisse Ähnlichkeit des Atmosphärenaufbaues mit dem Aufbau des Ozeans im Stromstrich des Golfstromes führt dazu, die Trägheitsgrenzschichten-Theorie von J. CHARNEY [*1*] auf ein solches atmosphärisches System anzuwenden. Ein dreigeschichtetes Atmosphärenmodell wird entwickelt, und für dieses werden Bewegungsgleichungen abgeleitet, die es erlauben, das Problem entsprechend dem Lösungsgang CHARNEYS zu behandeln.

Der Vergleich mit den aus den Beobachtungen abgeleiteten Neigungen der Polarfront und der Tropopause und der beobachteten „Westwärts-Intensivierung" des Stromes fällt sehr befriedigend aus. Diese Theorie erfaßt selbstverständlich nur die rein dynamische Seite der Erscheinung und berücksichtigt den sicher wichtigen Beitrag der thermodynamischen Prozesse durch die Verwendung des rohen Modells nur näherungsweise.

Summary. Based on purely dynamical reasoning an explanation for the strong "westward-intensification" of the polarfront jetstream into the angle between the inclined polarfront surface and the opposite inclined tropopause on the eastern side of an outbreak of cold polar air is presented.

Certain similarity of the structure of the atmosphere with that of the ocean in the main core of the gulf stream has guided me to apply the inertial boundary layer theory of J. CHARNEY [*1*] to such an atmospheric system.

A three-layered model of the atmosphere has been developed and corresponding equations of motion were derived, which allow to handle the problem according to the solution of CHARNEY.

The comparison with the slopes of polarfront and tropopause according to the observations and with the observed "westward intensification" of the flow is rather satisfactory. However, we must understand that this theory only considers the dynamical side of the phenomenon and does only approximately account for the important contribution of thermodynamic processes by the use of the rather simple model.

Résumé. L'auteur tente d'expliquer du point de vue purement dynamique l'intensification vers l'Ouest du jet situé dans l'angle compris entre le front polaire et la tropopause d'inclinaison contraire, sur le flanc oriental d'un afflux d'air polaire.

Une certaine analogie entre la structure de l'atmosphère et celle de l'océan à l'endroit du Gulf-stream incite à appliquer au cas évoqué ici la théorie de la couche limite d'inertie de J. CHARNEY [*1*]. On imagine un type d'atmosphère à trois couches pour lequel on établit les équations du mouvement permettant de traiter le problème en cause à l'aide du procédé de J. CHARNEY.

Les observations concernant l'inclinaison du front polaire et de la tropopause ainsi que celles de l'intensification du jet vers l'Ouest confirment la théorie de façon très satisfaisante. Cette dernière, purement dynamique, ne tient compte que d'une manière approchée des processus thermodynamiques sans doute importants.

1. Einleitung

Die detaillierte synoptische Analyse des Druck- und Temperaturfeldes einer Reihe ausgewählter Hauptmillibarflächen im Falle eines gut entwickelten Kälteausbruches über Nordamerika (14. Januar 1951, 03.00z) (FR. DEFANT [*3*]) führte zur Festlegung der Polarfrontfläche, die allseitig den gesamten polaren Kaltluftkörper umgibt (Abb. 1). Zwei nahezu West-Ost orientierte Vertikalschnitte durch diesen Kaltluftdom, für welche die Struktur des Feldes der aktuellen sowie der potentiellen Temperatur und des geostrophischen Windes ermittelt wurde, zeigten wie alle früher gegebenen solchen Schnitte (E. PALMÉN [*6*], [*7*]) eine charakteristische Struktur des Windfeldes, der Polarfrontfläche und der Tropopause an der Ostseite eines solchen polaren Kälteausbruches. Die Polarfrontfläche weist hier mit zunehmender Höhe von Ost nach West eine zunehmende Steilheit auf und verläuft in den hochtroposphärischen Schichten nahezu vertikal. Von dem kleinen Höhenintervall knapp über dem Erdboden, wo die Polarfront aus Gründen der Verzögerung ihrer Bewegung durch die Bodenreibung ebenfalls steil geneigt ist, wollen wir hier absehen. Verglichen mit der Westseite des Kälteausbruches ist die Polarfront an der Ostseite im ganzen wesentlich steiler. Auch das Windfeld zeigt entsprechend der zunehmenden Steilheit der Polarfrontfläche eine Intensivierung von Ost nach West. Vom Erdboden beginnend, nimmt der Wind im Bereich der Warmluft oberhalb und entlang der Polarfront westwärts und mit der Höhe an Stärke zu, und in den hohen Troposphärenschichten (etwa 300 mb-Niveau) lehnt sich das Windmaximum (Südwind) stark an die dort nahezu vertikal verlaufende Polarfrontfläche an. Dort erreicht

auch die von Ost nach West stark abfallende Tropopause dieses Niveau und trifft mit der oberen Polarfront zusammen. Der Hauptstrom (Polarfrontjet) erscheint somit in dem Winkel zwischen diese beiden gegengeneigten internen Grenzflächen konzentriert. Offenbar besitzt die Atmosphäre in diesem Gebiet eine typisch dreifache Schichtung, wobei die Kaltluft keilförmig unterhalb der Polarfrontfläche, die Warmluft im offenen Winkel zwischen Polarfront und Tropopause und die stratosphärische Luft oberhalb der Tropopause gelagert ist.

Diese eigentümliche Verteilung des Massen- und Stromfeldes an der Ostseite eines solchen Kältedomes legt den Vergleich mit dem Aufbau des

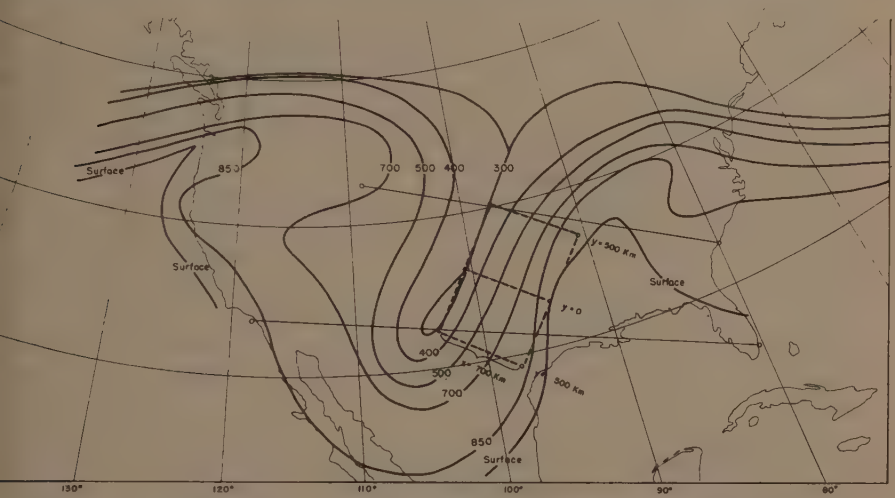


Abb. 1. Die Konturlinien der Polarfrontfläche vom Boden aufwärts bis 300 mb Höhe für den Kältedom vom 14. Januar 1951, 03.00z (volle Linien). Die beiden durch diesen Kältedom vorgenommenen Vertikalschnitte (dünne Linien). Das rechteckige Feld an der Ostseite wurde zur dynamischen Berechnung verwendet

Massen- und Stromfeldes in Hauptgolfstromstrich zwischen der Floridastraße und Kap Hatteras im Westatlantischen Ozean nahe. Die Analogie zu den Verhältnissen im Meere besteht insofern, als auch im Golfstromgebiet ähnlich wie in der Atmosphäre der nach Norden sich bewegende Hauptstrom in den Winkel zwischen zwei Grenzflächen mit Gegenneigung (interne Grenzfläche zwischen Oberstrom und nahezu bewegungsfreiem Tiefenwasser und Meeresoberfläche als freie Grenzfläche an der Grenze Wasser—Luft) nach links oder nach Westen gegen die Küste konzentriert erscheint (westward intensification). J. G. Charney [*1*] hat kürzlich in einer theoretischen Untersuchung dieses Verhalten des küstennahen, sehr stark konzentrierten Golfstromes als ein Grenzschichtenproblem aufgefaßt und weder die Reibung noch die lokale Windscherung an der Meeresoberfläche, sondern eher Druck- und Trägheitskräfte für die Erzeugung des küstennahen und -parallelen Golfstromes verantwortlich gemacht.

Besonders hat er den nichtlinearen Feldbeschleunigungen, die innerhalb der Strömung überall groß sind, eine große Bedeutung zugeschrieben und den Einfluß der Reibung deshalb vernachlässigt, da die Wirkung der Reibungskräfte nur für Distanzen, die im Vergleich zur Breite der Strömung klein sind, wichtig erscheint. Den einen oder den anderen dieser Einflüsse (nichtlineare Feldbeschleunigungen oder Reibung) hat man zur Erfüllung der Grenzbedingung des Verschwindens der küstennormalen Geschwindigkeit zu wählen.

Wenn auch die Anlehnung der Südströmung an eine feste Begrenzung in der Atmosphäre fehlt, so kann man wohl den langsam sich südwärts bewegenden Kaltluftkörper als eine mehr oder minder starre Barriere in der Westwindtrift ansehen und ihm in der Atmosphäre die Rolle zuschreiben, die Küste und bewegungsloses Tiefenwasser im Ozean für das Zustandekommen der Erscheinung spielen. Es wäre nicht das erste Mal, daß der schweren trägen Kaltluft eine solche blockierende Eigenschaft zugeschrieben wurde (siehe Riegeltheorie der Zyklogenese von F. M. EXNER [4]). Die Analogie der nahezu ebenen Meeresoberfläche im Vergleich zur stark geneigten Tropopause ist wohl insofern durchaus berechtigt, als die Meeresoberfläche in Wahrheit ebenfalls die geforderte Gegenneigung zur internen Grenzfläche zeigt, die nur wegen der Änderung des Mediums (Dichteunterschied) an der Grenze Wasser—Luft relativ klein bleibt und somit im Meere die Annahme einer ebenen Meeresoberfläche in erster Näherung gerechtfertigt ist. Dagegen tritt an der Tropopause keine Änderung des Mediums ein und die Neigung wird stärker ausfallen.

Die relativ zur oberen intensiven Südströmung (etwa 100 m/sec) kleinen Geschwindigkeiten innerhalb der Kaltluft lassen die Annahme von Bewegungslosigkeit derselben als Vereinfachung, natürlich nur in erster Näherung, zu. Eine wohl bedenklichere Annahme ist jene eines stationären Zustandes (im Ozean durchaus möglich), da ein solcher in der Atmosphäre nicht gegeben erscheint. Jedoch handelt es sich um eine *momentane* Einstellung zwischen Strom- und Massenfeld und, wenn auch während des zeitlichen Ablaufes eines solchen Kälteausbruches der stationäre Zustand nicht gegeben ist, so tritt *nach* Ausbildung des Kältedomes doch eine Art von stationärem Zustand ein, wenigstens für eine kürzere Zeit. In Hinsicht auf die Tatsache, daß es sich im vorliegenden Fall um einen solchen *vollendeten* Kälteausbruch handelt und sich die ihn begleitende obere lange Wellenstörung über dem östlichen Nordamerika nur langsam und allmählich ostwärts verlagert, mag auch die Annahme eines stationären Zustandes in erster Näherung erfüllt erscheinen.

An der Ostseite des Kältedomes sei nun ein rechteckiges Feld gewählt (siehe Abb. 1), dessen Länge 1000 km, dessen Breite 700 km beträgt und das die Basis des Raumes darstellt, mit dem wir uns beschäftigen wollen. Die beiden Vertikalschnitte bilden die Nord- bzw. die Südbegrenzung des Raumes. Die Problemstellung besteht in der Frage nach den dynamischen Ursachen für die Einstellung der beiden Grenzflächen (Polar-

front und Tropopause) in Verbindung mit der Frage nach den Ursachen der beobachteten starken Konzentrierung des Windes in den Winkel zwischen diese beiden Flächen und seine Intensivierung nach links (nach Westen).

Die theoretische Behandlung dieser Fragen ist natürlich nur mit Hilfe eines schematisierten Modells möglich, das in einer Form gewählt

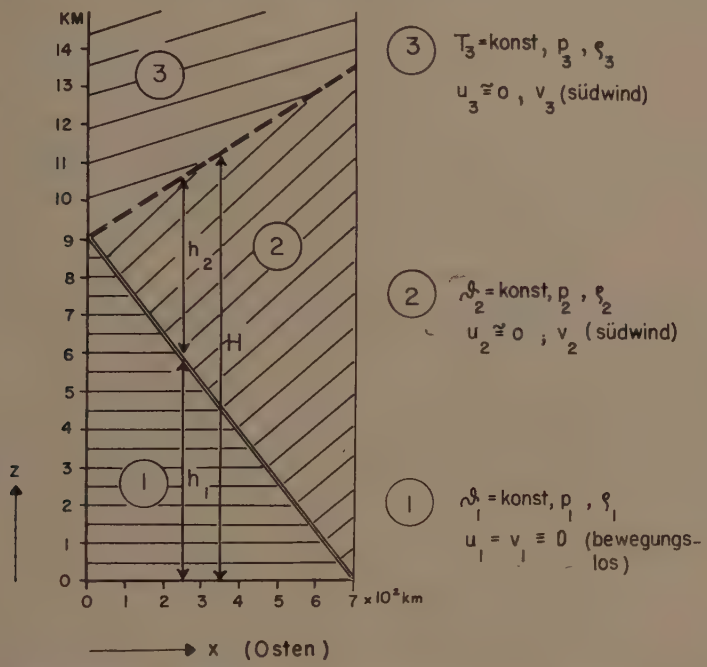


Abb. 2. Schematische Darstellung des Dreischichtenmodells. Schichte *1* = untere, als nahezu bewegungslos angenommene Kaltluftschicht (Kältedom), Doppellinie = Polarfront; Schichte *2* = oberhalb der Polarfront liegende warme Schichte, gestrichelte Doppellinie = Tropopause (der Polarfront gegengeneigt); Schichte *3* = oberhalb der Tropopause angenommene isotherme Stratosphäre
Die mathematischen Annahmen über den Druck, die Dichte, die potentielle Temperatur sowie den Wind sind rechts von der Abbildung angegeben

wird, die in Abb. 2 dargestellt ist. Es werden drei Schichten (untere Kaltluft, mittlere Warmluft und obere Stratosphäre) angenommen. Alle Größen werden in Hinsicht auf diese Dreiteilung mit Indizes versehen (Kaltluft 1; Warmluft 2; Stratosphäre 3). Der Koordinatenursprung wird am linken Rand des gewählten Feldes in die Mitte desselben gelegt, wobei die X-Koordinate positiv nach Osten, die Y-Koordinate positiv nach Norden und die Z-Koordinate vertikal nach oben weist. Von der kleinen Drehung des Feldes gegen die Nordsüd-Richtung wird abgesehen. Die beiden unteren Schichten (Kalt- und Warmluft) sind durch die

Polarfrontfläche separiert, deren Höhe über dem Boden mit h_1 bezeichnet wird. Entsprechend der Lage dieser Fläche im Raum ist h_1 eine Funktion von x, y und z. Analog wird die Höhe der Tropopause, welche die warme Schichte von der Stratosphäre trennt, vom Erdboden positiv aufwärts mit H bezeichnet. Auch H ist eine Funktion von x, y und z. Die variable Höhe der mittleren warmen Schichte sei h_2, so daß $h_1 + h_2 = H$ ist. In den beiden unteren Schichten wird zur Vereinfachung ein atmosphärischer Aufbau angenommen, der dem indifferenten Gleichgewicht entspricht (konstante potentielle Temperatur in der Vertikalen). Da $\vartheta_2 > \vartheta_1$ gewählt wird, ist der Aufbau der Troposphäre stabil. Dagegen wird in der oberen Stratosphäre verständlicherweise eine mit der Höhe konstante absolute Temperatur ($T_3 = \text{konst}$) angenommen. Während, wie schon früher ausgeführt, in der Kaltluft Bewegungslosigkeit (ebene Druckflächen; $u_1 = v_1 = 0$) vorausgesetzt wird, soll in der Warmluft und in der Stratosphäre Südwind wehen (v_2 und v_3 positiv und $\neq 0$; Druckgefälle von Ost nach West), wobei dieser Südwind nach oben abnehmen soll ($v_2 > v_3$), so daß in etwa 25 km Höhe nur mehr sehr schwache Südwinde vorhanden seien ($p_{25\,\mathrm{km}} \sim 0$). Die zonalen Windkomponenten u_2 und u_3 dieser Schichten sollen verglichen mit den meridionalen (v_2 bzw. v_3) ebenfalls sehr klein sein ($u_2 = u_3 \cong 0$).

2. Die Ableitung der Druckverhältnisse in allen Schichten

Aus der statischen Grundgleichung ($\partial p/\partial z = -g\,p/R\,T$) und der Adiabatengleichung ($\vartheta/T = P^\varkappa/p^\varkappa$) läßt sich eine allgemeingültige Beziehung:

$$p_z{}^\varkappa = p_0{}^\varkappa - \frac{g\varkappa}{R}\frac{P^\varkappa}{\vartheta}\cdot z = p_0{}^\varkappa - \frac{\alpha}{\vartheta}\cdot z \tag{1}$$

ableiten, wenn man mit p_z den Luftdruck in einer beliebigen Höhe z, mit p_0 jenen am Erdboden ($z = 0$) und mit P einen Normaldruck (Standard 1000 mb) bezeichnet und weiters $\varkappa = A\,R/c_p$ und $\alpha = (g\varkappa/R)\cdot P^\varkappa$ festlegt. Entsprechend (1) ist dann der Druck p_1 in einem beliebigen Punkt innerhalb der unteren Kaltluft und der Druck an der Polarfrontfläche p_{h_1} gegeben durch:

$$p_1{}^\varkappa = p_0{}^\varkappa - \frac{\alpha}{\vartheta_1}\cdot z \quad \text{bzw.} \quad p_{h_1}{}^\varkappa = p_0{}^\varkappa - \frac{\alpha}{\vartheta_1}\cdot h_1 \tag{2}$$

woraus folgt:

$$p_1{}^\varkappa = p_{h_1}{}^\varkappa + \frac{\alpha}{\vartheta_1}(h_1 - z). \tag{3}$$

Diese Beziehung gilt für jeden Punkt innerhalb der Kaltluft oder für das Höhenintervall von $z = 0$ bis $z = h_1$. In analoger Weise erhält man für jeden Punkt innerhalb der Warmluft die Luftdruckbeziehung:

$$p_2{}^\varkappa = p_H{}^\varkappa + \frac{\alpha}{\vartheta_2}(H - z) \text{ oder auch } p_{h_1}{}^\varkappa = p_H{}^\varkappa + \frac{\alpha}{\vartheta_2}(H - h_1). \tag{4}$$

Diese Beziehung gilt entsprechend für das Höhenintervall $z = h_1$ bis $z = H$. Aus (3) und (4) erhält man leicht:

$$p_1^{\varkappa} = p_H^{\varkappa} + \frac{\alpha}{\vartheta_2}(H - h_1) + \frac{\alpha}{\vartheta_1}(h_1 - z), \tag{5}$$

wobei diese Beziehung für das Intervall $z = 0$ bis $z = h_1$ gültig ist. Für den Druck p_H an der Tropopause führen wir nun in (5) den Druck p_3 der stratosphärischen Schichte ($z = H$ bis $z \to \infty$) entsprechend der Beziehung ein:

$$p_3 = p_H \cdot e^{-\varepsilon (z - H)}, \tag{6}$$

wobei $\varepsilon = g/R\,T_3$ und T_3 die als konstant vorausgesetzte Stratosphärentemperatur ist. Damit wird aus (5):

$$p_1^{\varkappa} = p_3 \cdot e^{\varepsilon (z - H)} + \frac{\alpha}{\vartheta_2}(H - h_1) + \frac{\alpha}{\vartheta_1}(h_1 - z). \tag{7}$$

3. Ermittlung des Druckgradienten und Aufstellung der Bewegungsgleichung

Die Beziehung (7) ermöglicht es nun, den in den Bewegungsgleichungen aufscheinenden Druckgradienten $-1/\rho_1 \cdot \partial p_1/\partial x$ durch die Neigungen der Grenzflächen (Polarfront: $\partial h_1/\partial x$; Tropopause: $\partial H/\partial x$) zu ersetzen. Differenziert man (7) nach x und multipliziert mit dem Faktor $1/\rho_1 \cdot \varkappa \cdot p^{\varkappa - 1}$, so wird:

$$\frac{1}{\rho_1}\frac{\partial p_1}{\partial x} = \left\{-\frac{\varepsilon \varkappa g \vartheta_1}{\alpha} \cdot p_3^{\varkappa} \cdot e^{\varepsilon \varkappa (z - H)} + g\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2}\right\}\frac{\partial H}{\partial x} + g\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\vartheta_2}\cdot\frac{\partial h_1}{\partial x} + \left\{\frac{\varkappa g \vartheta_1}{\alpha p_3} \cdot p_3^{\varkappa} \cdot e^{\varepsilon \varkappa (z - H)}\right\}\frac{\partial p_3}{\partial x}. \tag{8}$$

Mit Einführung der potentiellen Temperatur ϑ_T an der Tropopause durch die Gleichung $\vartheta_T = T_3 \cdot P^{\varkappa}/p_H^{\varkappa}$ läßt sich mit Hilfe von (6) leicht zeigen, daß:

$$-\frac{\varepsilon \varkappa g \vartheta_1}{\alpha} \cdot p_3^{\varkappa} \cdot e^{\varepsilon \varkappa (z - H)} = -g\frac{\vartheta_1}{\vartheta_T} \tag{9}$$

und

$$\left\{\frac{\varkappa g \vartheta_1}{\alpha p_3} \cdot p_3^{\varkappa} \cdot e^{\varepsilon \varkappa (z - H)}\right\}\frac{\partial p_3}{\partial x} = \frac{\vartheta_1}{\vartheta_T} \cdot \frac{1}{\rho_3} \cdot \frac{\partial p_3}{\partial x}. \tag{10}$$

Unter der Annahme, daß der Druck p_{25} in 25 km Höhe sehr klein und in erster Näherung konstant ist, was ja eine vernünftige Annahme darstellt, wird $p_3 = p_{25} + g\,\rho_3 \cdot \bar{h}$, worin $\bar{h}$ das Höhenintervall von $p = p_3$ bis $p = p_{25}$ bezeichnet. Dann ist $\frac{1}{\rho_3} \cdot \frac{\partial p_3}{\partial x} = g\frac{\partial \bar{h}}{\partial x}$, worin wir die Neigung $\partial \bar{h}/\partial x$ der isobaren Flächen in der stratosphärischen Schichte proportional

der Neigung $\partial H/\partial x$ der Tropopause annehmen wollen (Proportionalitätsfaktor η). Mit diesen Festsetzungen ergibt sich aus (8), (9) und (10):

$$-\frac{1}{\varrho_1}\frac{\partial p_1}{\partial x} = -g\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2}\left\{1-\frac{(1-\eta)\,\vartheta_2}{\vartheta_T}\right\}\frac{\partial H}{\partial x} - g\frac{\vartheta_2-\vartheta_1}{\vartheta_2}\cdot\frac{\partial h_1}{\partial x} \quad \begin{matrix}\text{(analog}\\ \text{für } y)\end{matrix} \tag{11}$$

Geht man hingegen von Gl. (4) für p_2 aus, so läßt sich in ganz analoger Weise der Druckgradient $-\frac{1}{\varrho_2}\cdot\frac{\partial p_2}{\partial x}$ in der Warmluft (Mittelschichte) gewinnen:

$$-\frac{1}{\varrho_2}\frac{\partial p_2}{\partial x} = -g\left\{1-\frac{(1-\eta)\,\vartheta_2}{\vartheta_T}\right\}\frac{\partial H}{\partial x} \text{ (analog für } y). \tag{12}$$

Damit ist man nun in der Lage, die Bewegungsgleichungen für die untere Kaltluft und die darüber gelagerte Warmluft niederzuschreiben, wobei zur vereinfachten Schreibweise noch die Beziehungen $g' = g\,\frac{\vartheta_2-\vartheta_1}{\vartheta_2}$ und $M = \left\{1-\frac{(1-\eta)\,\vartheta_2}{\vartheta_T}\right\}$ eingeführt werden ($f = 2\,\omega\cdot\sin\varphi$):

für die untere kalte Luftschichte:

$$\left.\begin{aligned}\frac{du_1}{dt} - fv_1 &= -g'\cdot\frac{\partial h_1}{\partial x} - g\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2}\cdot M\cdot\frac{\partial H}{\partial x}\\ \frac{dv_1}{dt} + fu_1 &= -g'\cdot\frac{\partial h_1}{\partial y} - g\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2}\cdot M\cdot\frac{\partial H}{\partial y}\end{aligned}\right\} \tag{13}$$

für die mittlere warme Luftschichte:

$$\left.\begin{aligned}\frac{du_2}{dt} - fv_2 &= -gM\cdot\frac{\partial H}{\partial x}\\ \frac{dv_2}{dt} + fu_2 &= -gM\cdot\frac{\partial H}{\partial y}\end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Eine Berücksichtigung der Reibung ist hier nicht erfolgt. Diese Gleichungen sind, wie schon A. DEFANT [2] ausdrücklich bemerkt hat, den Bewegungsgleichungen für zwei übereinandergeschichtete inkompressible Wassermassen der Dichte ϱ_1 bzw. ϱ_2 gleichwertig, nur treten an die Stelle der Dichten die reziproken Werte der potentiellen Temperaturen, wobei in der Größe M noch der Einfluß der hier zum ersten Male berücksichtigten Stratosphäre hinzutritt. Diese Analogie ist insofern bedeutsam, als Lösungen für Modelle mit inkompressiblem Medium im Meere auf die meteorologischen Atmosphärenmodelle mit indifferentem Gleichgewicht im Aufbau der Schichten übertragbar erscheinen.

4. Die Lösung des Problems

Die Annahme von Bewegungslosigkeit in der unteren Kaltluft ($u_1 \equiv v_1 = 0$), die in erster Näherung erfüllt erscheint, gestattet aus (13) eine Beziehung zwischen $\partial h_1/\partial x$ (Neigung der Polarfront) und $\partial H/\partial x$ (Neigung der Tropopause) abzuleiten:

$$\frac{\partial H}{\partial x} = -\frac{g'}{g}\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}\cdot\frac{1}{M}\cdot\frac{\partial h_1}{\partial x} \quad \text{(analog für } y\text{)}. \tag{14}$$

Wir wollen uns nun im folgenden mit den Verhältnissen in der Warmluft beschäftigen. Die Bewegungsgleichungen (13) nehmen mit (14) und der Festsetzung $g'' = g'\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = g\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\vartheta_1}$ die Form an:

$$\frac{du_2}{dt} - f v_2 = g''\frac{\partial h_1}{\partial x} \quad \text{und} \quad \frac{dv_2}{dt} + f u_2 = g''\frac{\partial h_1}{\partial y}. \tag{15}$$

Zu diesen Bewegungsgleichungen tritt noch die Kontinuitätsgleichung bei in erster Näherung stationären Verhältnissen hinzu:

$$\frac{\partial}{\partial x}(h_2 \cdot u_2) + \frac{\partial}{\partial y}(h_2 \cdot v_2) = 0, \tag{16}$$

worin $h_2 = H - h_1$ die Höhe der warmen Mittelschichte bedeutet. Die entsprechende Kontinuitätsgleichung für die Kaltluft $\frac{\partial}{\partial x}(h_1 \cdot u_1) + \frac{\partial}{\partial y}(h_1 \cdot v_1) = 0$ erscheint wegen $u_1 \equiv v_1 = 0$ immer erfüllt. Die kreuzweise Differentiation von (15) nach x und y gestattet mit Hilfe von (16) die Ableitung der potentiellen Vorticity-Gleichung in der Form:

$$u_2 \cdot \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\zeta_2 + f}{h_2}\right) + v_2 \cdot \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\zeta_2 + f}{h_2}\right) = 0. \tag{17}$$

$\zeta_2 = \frac{\partial v_2}{\partial x} - \frac{\partial u_2}{\partial y}$ ist die vertikale Komponente der relativen Vorticity. Gl. (17) besagt, daß die potentielle Vorticity $(\zeta_2 + f)/h_2$ entlang einer Stromlinie eine konservative Größe ist. Es empfiehlt sich nun, statt h_2 die Höhe der Polarfrontfläche h_1 in (17) einzuführen. Eine Integration von (14) liefert $h_1 = -C \cdot H + \text{konst}$, wobei $C = \frac{g}{g'}\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} \cdot M$ ist. Die Bedingung $H = h_1$ gestattet die Konstante zu bestimmen, und man erhält: $_{(x=0)}$ $_{(x=0)}$

$$h_2 = H - h_1 = \frac{1 + C}{C}\left(h_1 - h_1\right). \tag{18}$$

Bei passender Wahl von ϑ_1, ϑ_2 und ϑ_T entsprechend den Vertikalschnitten der potentiellen Temperatur bestimmt sich C zu 1,45 oder $(1 + C)/C = 1{,}69$. Mit diesem Wert für C hat man auch die Möglichkeit, den Proportionalitätsfaktor η zu berechnen, und für diesen erhält man den recht vernünftigen Wert von $+ 0{,}1$, was besagt, daß die Neigung der Druckflächen in der Stratosphäre nur etwa ein Zehntel der Neigung der Tropopause beträgt und die beiden Neigungen gleichsinnig verlaufen.

Verlegt man nun den Koordinatenursprung vertikal aufwärts zum Schnittpunkt von Polarfront und Tropopause (etwa das 300 mb-Niveau) und bezeichnet den Abstand der Polarfront von dieser neuen X-Richtung *positiv abwärts* mit h, so folgt $\underset{(x=0)}{h_1} = 0$ und $h_2 = \frac{1+C}{C} \cdot h$. Damit transformiert sich (17) in:

$$u_2 \cdot \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\zeta_2 + f}{h}\right) + v_2 \cdot \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\zeta_2 + f}{h}\right) = 0. \tag{19}$$

Entsprechend der Form der Kontinuitätsgleichung (16) wollen wir eine Stromfunktion ψ' des Volumtransportes $h_2 \cdot u_2$ bzw. $h_2 \cdot v_2$ in der üblichen Form einführen:

$$h_2 \cdot u_2 = -\frac{\partial \psi'}{\partial y} \quad \text{und} \quad h_2 \cdot v_2 = +\frac{\partial \psi'}{\partial x} \tag{20}$$

$$\text{oder} \quad \frac{1+C}{C} h u_2 = -\frac{\partial \psi'}{\partial y} \quad \text{und} \quad \frac{1+C}{C} h v_2 = +\frac{\partial \psi'}{\partial x}.$$

Definiert man $\frac{1+C}{C}\psi' = \psi$, so wird aus (20):

$$h u_2 = -\frac{\partial \psi}{\partial y} \quad \text{und} \quad h v_2 = +\frac{\partial \psi}{\partial x}. \tag{21}$$

Aus den Beziehungen (19) und (21) erkennt man, daß $(\zeta_2 + f)/h$ gleich einer noch zu bestimmenden Funktion F von ψ sein muß oder daß:

$$\frac{1}{h}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{h}\frac{\partial \psi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{h}\frac{\partial \psi}{\partial y}\right) + f\right] = F(\psi) \tag{22}$$

ist. Zur Lösung von (22) ist noch eine weitere Gleichung, die h mit ψ verbindet, notwendig, und eine solche stellt die BERNOULLIsche Gleichung dar. Diese gewinnt man durch Multiplikation der ersten Bewegungsgleichung (15) mit u_2, der zweiten mit v_2 und nachfolgender Addition. Es ergibt sich dann:

$$u_2 \cdot \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{u_2^2 + v_2^2}{2} + g'' \cdot h\right) + v_2 \cdot \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{u_2^2 + v_2^2}{2} + g'' \cdot h\right) = 0 \tag{23}$$

oder mit (21):

$$\frac{1}{2}\left[\left(\frac{1}{h}\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{1}{h}\frac{\partial \psi}{\partial y}\right)^2\right] + g'' \cdot h = G(\psi). \tag{24}$$

$G(\psi)$ ist eine weitere Funktion von ψ, die noch zu bestimmen ist. Da angenommen wurde, daß $|v_2| \gg |u_2|$ ist, vereinfachen sich die beiden Gln. (22) und (24) in:

$$\frac{1}{h}\left(\frac{\partial v_2}{\partial x} + f\right) = F(\psi) \tag{25}$$

und

$$\frac{v_2^2}{2} + g'' \cdot h = G(\psi). \tag{26}$$

Zur Bestimmung der Funktionen $F(\psi)$ und $G(\psi)$ ist es notwendig, die Grenzbedingungen einzuführen und die verständliche Annahme zu machen, daß sowohl in den Bewegungsgleichungen als auch in der Vorticity-Gleichung sowie in der BERNOULLIschen Gleichung die Terme höchster Ordnung für $x = \infty$ vernachlässigt werden. Als Grenzbedingungen sollen gelten (alle Größen bei $x = \infty$ werden mit einem Querstrich versehen):

	für $x = 0$	für $x = \infty$
Nordbegrenzung des Feldes	$(y = y_{500}): h = h_{500} = 0$	$h = \bar{h}_{500} = 9{,}1$ km
Mittellinie durch das Feld	$(y = 0): h = h_0$	$h = \bar{h}_0$
Südbegrenzung des Feldes	$(y = y_{-500}): h = h_{-500}$	$h = \bar{h}_{-500}$

(27)

Für $x = \infty$ ergibt sich:

$$\bar{u}_2 = -\frac{1}{\bar{h}} \cdot \frac{d\bar{\psi}}{dy} = -\frac{g''}{f} \frac{d\bar{h}}{dy} \tag{28}$$

und damit liefern die Gln. (25) und (26) für $x = \infty$:

$$F(\psi) = \frac{f}{\bar{h}} \quad \text{und} \quad G(\psi) = g'' \cdot \bar{h}. \tag{29}$$

Für $x = \infty$ sind $\bar{\psi}$ und $\bar{h}$ Funktionen von y, und wie (28) zeigt, ist auch $\bar{h}$ eine Funktion von $\bar{\psi}$, also sind dort auch F und G Funktionen von $\bar{\psi}$ und y. F und G sind daher für $x = \infty$ im Prinzip bestimmbar und daher im Prinzip auch für jeden Punkt im Innern des gewählten Feldes, welcher durch eine Stromlinie mit der äußeren Feldgrenze verbunden ist. Diese letztere Bedingung ist aber für alle Punkte im Feldinnern erfüllt, und somit ist die Bestimmung der Verteilungen von F und G für das ganze Feld möglich. Diese Verteilungen hängen natürlich von der gewählten Form der Stromfunktion ψ ab. Diese wird in parabolischer Form:

$$\bar{\psi}(y) = \bar{\psi}_{500} - \gamma (y - y_{500})^2 \tag{30}$$

festgelegt, da diese Form durch die Beobachtungen nahegelegt wird. Es mag aber hier gleich erwähnt werden, daß für den vorliegenden Fall γ eine kleine Größe ist, was besagt, daß der Transport durch eine vertikale Fläche über der südlichen Feldbegrenzung jenem durch eine solche über der Nordbegrenzung des Feldes fast gleich ist. Eine geostrophische Näherungsrechnung dieser beiden Transporte ergab durch den nördlichen Vertikalschnitt $18{,}95 \cdot 10^{16}$ cm³/sec und durch den südlichen $16{,}30 \cdot 10^{16}$ cm³/sec, so daß nach (30) γ den Wert 2,65 annimmt. Berücksichtigt man noch die Ungenauigkeit in der Bestimmung dieser Transporte und die geostrophische Näherungsrechnung, dann kann man γ im vorliegenden Fall wirklich nahezu gleich Null oder als relativ recht klein ansehen. Die parabolische Form der Linien gleicher Stromfunktion ist

daher wohl vorhanden, aber innerhalb des gewählten Feldes sind diese Linien nahezu parallel. Außerhalb des Feldes, besonders im südlichen Einzugsgebiet, ist die Verteilung dieser Linien durchaus parabolisch.

Mit genügender Genauigkeit kann für den Coriolisparameter f eine lineare Funktion von y in der Form:

$$f(y) = f_{500} + \beta (y - y_{500}) \tag{31}$$

gewählt werden. Da die Mitte des Feldes in einer Breite von 35° N liegt, ist $f_{500} = 0{,}915 \cdot 10^{-4}$; $f_0 = 0{,}836 \cdot 10^{-4}$ und $f_{-500} = 0{,}750 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{sec}^{-1}$. Setzt man (30) und (31) in (28) ein, dann kann man (28) integrieren und es wird:

$$\bar{h}^2_{(y)} = \bar{h}^2_{500} - \frac{2 f_{500}}{g''} [\bar{\psi}_{500} - \bar{\psi}_{(y)}] + \frac{4 \gamma \beta}{3 g''} \left[\frac{\bar{\psi}_{500} - \bar{\psi}_{(y)}}{\gamma} \right]^{3/2}. \tag{32}$$

Diese Gleichung für h kann man nun in (29) einsetzen und den Querstrich über ψ entfernen. Dann ist:

$$G(\psi) = g'' \left[\bar{h}^2_{500} - \frac{2 f_{500}}{g''} (\bar{\psi}_{500} - \psi_{(y)}) + \frac{4 \beta}{3 g'' \sqrt{\gamma}} (\bar{\psi}_{500} - \psi_{(y)})^{3/2} \right]^{1/2} \tag{33}$$

Differenziert man G in (29) in Hinsicht auf ψ entlang der äußeren Grenze $x = \infty$ und verwendet (28), dann erhält man:

$$\frac{dG}{d\psi} = \frac{f}{\bar{h}} = F(\psi), \tag{34}$$

was für alle y und ψ gültig ist.

Zur endgültigen Lösung der Differentialgleichungen (25) und (26) ersetzen wir die Koordinate x als unabhängige Variable durch ψ. Dann wird $\frac{\partial v_2}{\partial x} = \frac{\partial v_2}{\partial \psi} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} = h v_2 \cdot (\partial v_2 / \partial \psi)$ und Gl. (25) ergibt:

$$h v_2 \frac{\partial v_2}{\partial \psi} + f = h \cdot F(\psi). \tag{35}$$

Differenziert man nun noch (26) nach ψ, dann folgt leicht:

$$\frac{\partial h}{\partial \psi} - \frac{f}{g'' h} - \frac{1}{g''} \left(\frac{dG}{d\psi} - F \right) = 0. \tag{36}$$

Die Lösung von (36), die der Grenzbedingung $h = \bar{h}(y)$ für $\psi = \bar{\psi}(y)$ genügt, ist dann:

$$h^2 = \bar{h}^2_{(y)} + \frac{2 f_{(y)}}{g''} [\psi - \bar{\psi}_{(y)}]. \tag{37}$$

Die Geschwindigkeit v_2 als Funktion von ψ und y erhält man aus (24)

$$\frac{{v_2}^2}{2} = G(\psi) - g'' h \tag{38}$$

und die den Werten ψ und y zugehörigen Werte x durch Lösung der Gleichung:

$$dx = \frac{1}{h\, v_2}\, d\psi; \tag{39}$$

wobei man eine einfache numerische Quadratur durchzuführen hat. Da für $x = 0$ und $y = y_{500}$ (nordwestliche Ecke des gewählten Feldes) $h = 0$ und $\psi = 0$ sind, folgt aus Gl. (22):

$$h^2_{500} = \frac{2 f_{500}}{g''}\, \bar{\psi}_{500} = (9{,}1 \cdot 10^5)^2\ [\mathrm{cm}^2] \tag{40}$$

und mit der Grenzbedingung $x = \infty$ und $y = y_{500}$ $\bar{h}_{500} = 9{,}1$ km [siehe (27)] ist $\bar{\psi}_{500}$ aus (40) bestimmbar. Die Gln. (28), (31), (32), (33), (37), (38), (39) und (40) stellen die Gesamtlösung des Problems dar und erlauben sowohl die Höhe der Polarfrontfläche (h) als Funktion von x und y sowie das Profil des Südwindes v_2 als Funktion von x und y zu berechnen. Wie jedoch schon früher erwähnt, ist der Volumtransportunterschied zwischen Süd- und Nordbegrenzung des gewählten Raumes so klein, daß er in erster Näherung vernachlässigbar erscheint, was gleichbedeutend mit $\gamma \equiv 0$ in (29) ist. Dann vereinfachen sich die Lösungen in der folgenden Weise:

$$\left.\begin{aligned} \bar{\psi}_{(y)} = \bar{\psi}_{500}; \quad h^2 = \bar{h}^2_{500} + \frac{2 f_{(y)}}{g''}(\psi - \bar{\psi}_{500}) \\ \bar{h}_{(y)} = \bar{h}_{500}; \quad G(\psi) = g''\, \bar{h}_{500} = \text{konst} \\ \frac{v_2^2}{2} = g''\left[\bar{h}_{500} - \left\{\bar{h}^2_{500} + \frac{2 f_{(y)}}{g''}(\psi - \bar{\psi}_{500})\right\}^{1/2}\right] = g''(\bar{h}_{500} - h) \end{aligned}\right\} \tag{41}$$

5. Das Profil des Windes in der X-Richtung in den Fällen $\gamma = 0$ oder $\gamma \neq 0$
(ohne oder mit Volumtransportunterschied zwischen Süd- und Nordbegrenzung des betrachteten Raumes)

Die Differentiation der letzten Gleichung von (41) nach x liefert eine relativ recht einfache Beziehung für das Profil der Geschwindigkeit v_2 innerhalb der Warmluft für den Fall $\gamma = 0$:

Da $2 v_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} = 2 g'' \frac{\partial h}{\partial x}$ ist, wird mit $\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{f}{g''} v_2$ in diesem Fall:

$$\frac{\partial v_2}{\partial x} = -f \quad \text{oder} \quad v_2 = (v_2)_{x=0} - f x, \tag{42}$$

was besagt, daß die Geschwindigkeit in der Warmluft entlang der nach links (nach Westen) ansteigenden Polarfrontfläche linear mit f zunimmt und an der linken Begrenzung in 300 mb Höhe ein Maximum $v_{2\,(x=0)}$ erreicht. Wegen der Veränderlichkeit des Coriolisparameters mit der Breite wird aber diese Zunahme im Süden schwächer als im Norden sein und somit die Geschwindigkeit in meridionaler Richtung von Süden nach

Norden zunehmen, was die Beobachtungen des Windes an der Ostseite eines solchen Kältedomes stets zeigen.

Für den Fall $\gamma \neq 0$ (schwächerer Volumtransport durch den südlichen als durch den nördlichen Vertikalschnitt) liefert (34) mit (21):

$$\frac{\partial G(\psi)}{\partial x} = \frac{f}{\bar{h}_{(y)}} \cdot h\, v_2 \tag{43}$$

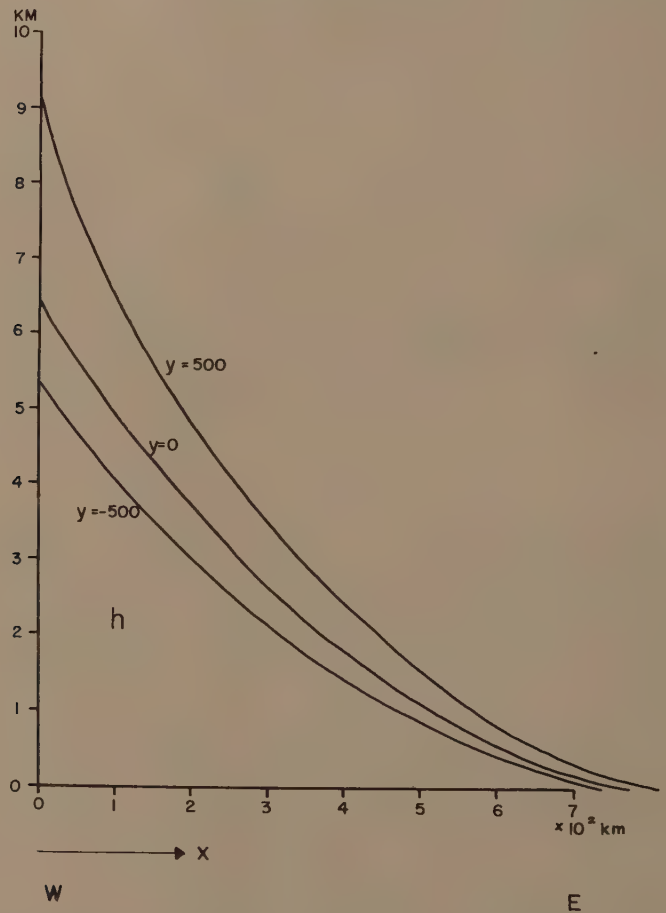


Abb. 3. Neigung der Polarfront an der südlichen ($y = -500$ km) und nördlichen ($y = 500$ km) Feldgrenze sowie in der Mitte ($y = 0$) des Feldes für den Fall $\gamma = 0$ (kein Unterschied im Volumtransport zwischen Süd- und Nordbegrenzung des Feldes)

und damit wird aus (38) durch Differentiation nach x:

$$\frac{\partial v_2}{\partial x} = \frac{1}{v_2}\left[\frac{\partial G(\psi)}{\partial x} - g''\frac{\partial h}{\partial x}\right] = \left[f\frac{h}{\bar{h}_{(y)}} - \frac{g''}{v_2}\frac{\partial h}{\partial x}\right]. \tag{44}$$

Approximiert man die Geschwindigkeit v_2 auf der rechten Seite geostrophisch $\left(v_2 \simeq g''/f \cdot \frac{\partial \bar{h}}{\partial x}\right)$, dann wird das Geschwindigkeitsprofil für den Fall $\gamma \neq 0$:

$$\frac{\partial v_2}{\partial x} = -f\,[1 - h/\bar{h}_{(y)}]. \tag{45}$$

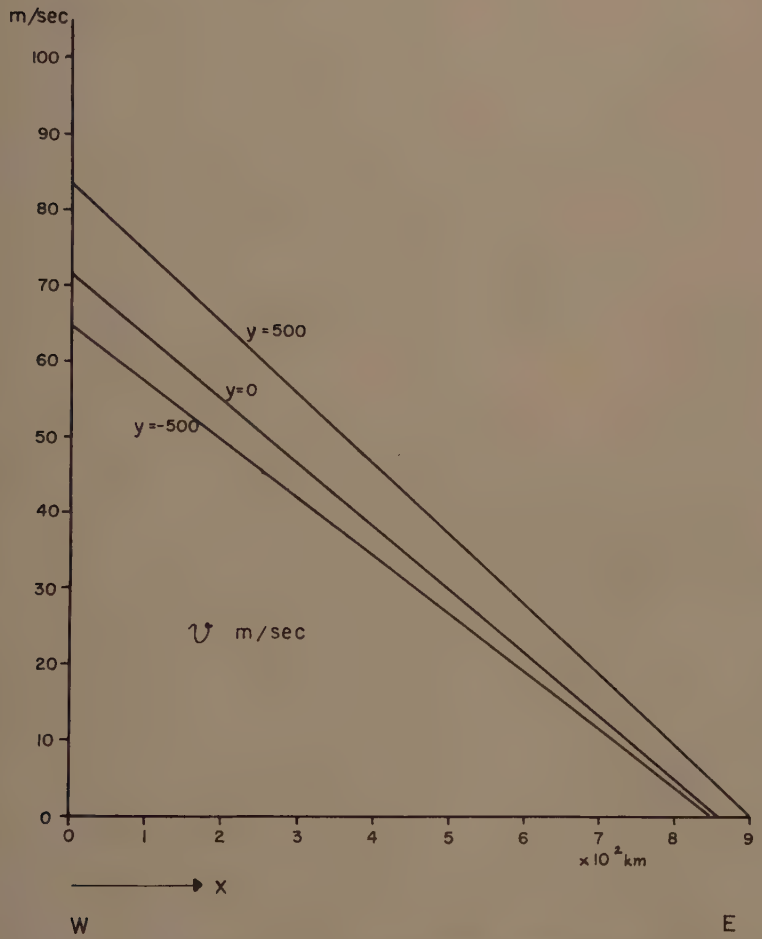


Abb. 4. Lineare Windzunahme gegen die Westseite des Feldes für den Fall $\gamma = 0$ (kein Unterschied im Volumtransport zwischen Süd- und Nordbegrenzung des Feldes). $y = -500$ km Südbegrenzung, $y = 500$ km Nordbegrenzung, $y = 0$ Mitte des Feldes. Die Windzunahme ist jene entlang der Polarfront aufwärts und gegen Westen im Bereich der Warmluft (Raum *2* der Abb. 2)

Man erkennt, daß das Profil nunmehr keine lineare Zunahme der Geschwindigkeit von Ost nach West aufweist.

6. Das Resultat der Lösung der Gleichungen (41) im Falle $\gamma = 0$

Abb. 3 und 4 zeigen die berechneten Verteilungen der Neigung $\partial h/\partial x$ der Polarfront und der Geschwindigkeit v_2 in der Warmluft für die südliche und für die nördliche Feldgrenze ($y = -500$ oder $+500$ km) sowie für die Mitte des Feldes ($y = 0$).

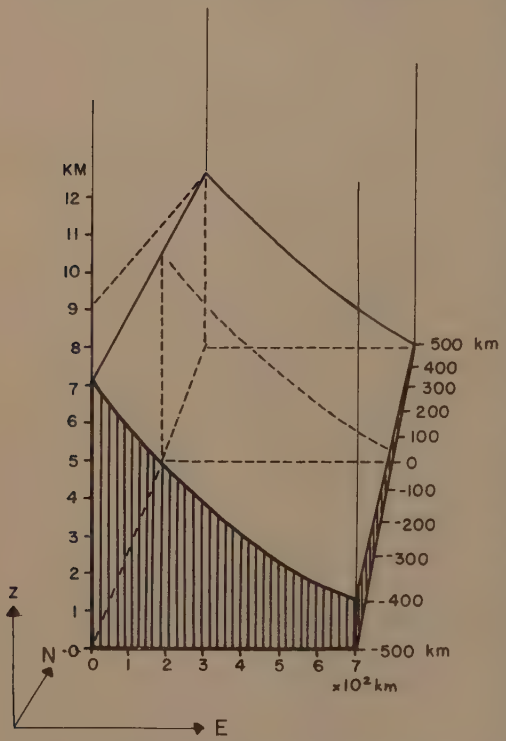


Abb. 5. Schematische dreidimensionale Darstellung des betrachteten Raumes. Verdrehung der Polarfrontfläche im Raum (geneigte weiße Fläche), die im südlichsten Vertikalschnitt (schwarz gestrichelt) links oben gesenkt und rechts unten etwas angehoben wird. Diese nicht auf einer Bestimmung beruhende schematische Darstellung gilt für den allgemeinen Fall $\gamma \neq 0$, bei welchem Unterschiede im Volumtransport zwischen der Süd- und Nordbegrenzung des Raumes zugelassen sind. Dementsprechend erfolgt ein seitlicher Zustrom von Osten in den Raum und daher ist eine Neigung der Polarfront an der Ostseite und nahe dem Boden vorhanden

Die Neigung der Polarfront (Abb. 3) zeigt eine immer stärker zunehmende Steilheit mit zunehmender Höhe gegen die linke Feldgrenze (gegen Westen), und weiterhin ist allgemein in allen Höhen eine Zunahme der Höhe der Polarfront von Süden nach Norden festzustellen. Beide Erscheinungen sind mit den Beobachtungen im Einklang. Das Geschwindigkeitsprofil (Abb. 4) zeigt eine Konzentration gegen links und ebenfalls eine Zunahme der Geschwindigkeit von Süden nach Norden. Auch dies stimmt mit den Beobachtungen überein. Auch die Spitzenwerte der Geschwindigkeit am linken Feldrand in 300 mb Höhe von 65 bis 83 m/sec sind mit den wahren Winden in guter Übereinstimmung.

Wegen des geringen Volumtransport-Unterschiedes zwischen dem südlichen und dem nördlichen Vertikalschnitt erschien es überflüssig, eine Durchrechnung der komplizierten Formeln (28 bis 40) für den Fall $\gamma \neq 0$ vorzunehmen, da die Unterschiede gegenüber den in Abb. 3 und 4 dargelegten Lösungen relativ recht klein bleiben müssen und sich nichts wesentlich Neues zeigen würde. Lediglich für Werte von γ, die erheblich verschieden von Null sind (stark parabolische Form der Stromlinien innerhalb

des Feldes), würde das Profil der Geschwindigkeit von einer linearen Zunahme von rechts nach links erheblich abweichen und sich entsprechend der Formel (45) eine verstärkte Geschwindigkeitszunahme als auch eine sich verstärkende Neigung der Polarfront (nahezu vertikal) mit Annäherung an die linke Raumbegrenzung einstellen (verstärkte „westward intensification"). Ein weiterer Unterschied würde darin bestehen, daß die Polarfrontfläche nicht wie im Falle $\gamma = 0$ am rechten Feldrand überall den Boden erreicht, sondern entlang dieses rechten Randes für $\gamma \neq 0$ ein Abfall der Polarfrontfläche von Süden nach Norden erfolgen und sie erst im nordöstlichsten Eckpunkt den Erdboden erreichen würde. Die Polarfrontfläche würde also im Raum eine verdrehte Form annehmen, derart, daß sie in der unteren rechten Ecke des südlichen Vertikalschnitts etwas gehoben und in der Höhe am linken Eckpunkt des Raumes im gleichen Vertikalschnitt gesenkt ist (schematisch dargestellt in Abb. 5).

7. Der geostrophische Fall als eine erste Näherungslösung des Problems

Man kann sich nun noch fragen, inwieweit eine geostrophische Näherungsrechnung für u_2 und v_2 die beobachteten Phänomene anzunähern vermag. Nimmt man an, daß für $x = \infty$:

$$\bar{h}_{(y)} = \bar{h}_{500} + \mu\,(y - y_{500}), \tag{46}$$

was besagt, daß $\bar{h}\,(y)$ eine alleinige Funktion von y ist, so besteht damit in $x = \infty$ ein schwaches Gefälle der Polarfrontfläche von Süden nach Norden. Dies entspricht einem dort vorhandenen zonalen Wind $\bar{u}_2$, dessen Größenordnung etwa 2 m/sec beträgt, wenn man für $g'' = 39{,}75$, für $f_{35°} = 0{,}836 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{sec}^{-1}$ und für $\beta = 1{,}85 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm}^{-1}\,\mathrm{sec}^{-1}$ wählt. Diese Größenordnung für eine Querkomponente $\bar{u}_2$ in Bodennähe ist recht vernünftig. Die Konstante $\mu = (f_{35°}/g'') \cdot \bar{u}_2$ ergibt sich zu $4{,}25 \cdot 10^{-4}$, und das ihr entsprechende schwache Gefälle der Polarfront bei $x = \infty$ wird 120 m/1000 km. Mit $f\,(y) = f_{500} + \beta\,(y - y_{500})$ ergibt sich aus (25) im geostrophischen Fall:

$$\frac{1}{\bar{h}}\left(\frac{\partial v_2}{\partial x} + f\right) = F\,(\bar{h}) \tag{47}$$

und aus (29) wird mit (46):

$$F\,(\bar{h}) = \frac{f}{\bar{h}} = \frac{f_{500} + \beta/\mu\,(\bar{h} - \bar{h}_{500})}{\bar{h}}. \tag{48}$$

Aus (47) und (48) gewinnt man leicht die Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 v_2}{\partial x^2} = \frac{\beta}{\mu}\frac{\partial \bar{h}}{\partial x} = \frac{f\beta}{g'' \cdot \mu} \cdot v_2. \tag{49}$$

Als Lösung von (49) kann $v_2 = C\,e^{-x/\lambda}$ gewählt werden, worin $\lambda = \left(\frac{\mu g''}{\beta f}\right)^{1/2}$ ist. Für $x = 0$ ist dann $v_2 = C$, so daß:

$$v_2 = v_{2(x=0)} \cdot e^{-x/\lambda} \quad \text{oder} \quad h = -\frac{\lambda f}{g''} v_{2(x=0)} \cdot e^{-x/\lambda} + \text{const} \tag{50}$$

wird. Bei $x = \infty$ wird $h = \bar{h}\,(y)$ und bei $x = 0$ wird $h = h_K$ und damit ergibt sich aus (49) schließlich:

$$h = [h_K - \bar{h}_{(y)}]\, e^{-x/\lambda} + \bar{h}_{(y)}. \tag{51}$$

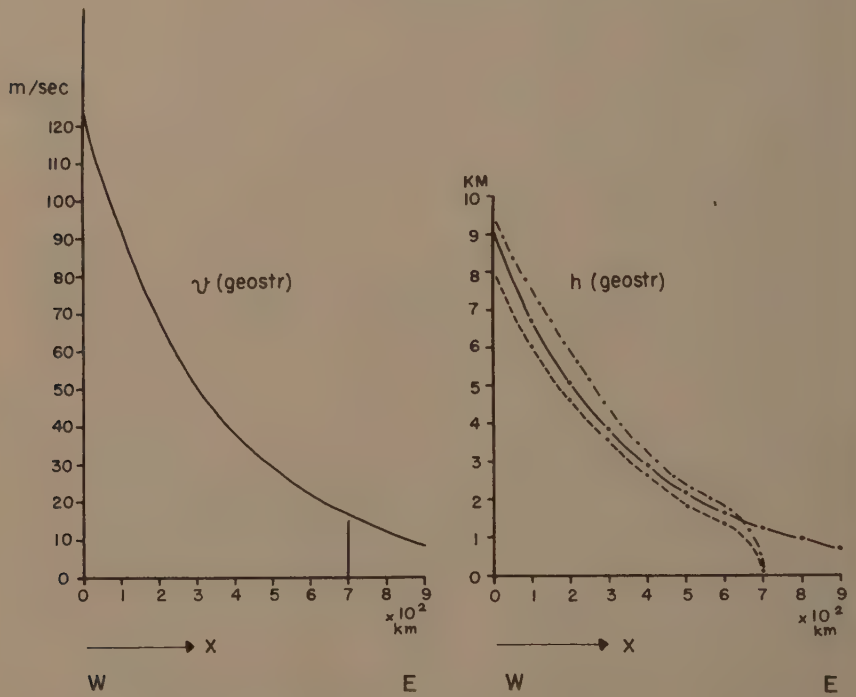


Abb. 6. Verteilung der Geschwindigkeit und der Polarfrontfläche im geostrophischen Fall, gültig für die Mitte ($y = 0$) des Feldes. Die strichpunktierte Polarfrontneigung oberhalb der theoretisch ermittelten und die gestrichelte unterhalb derselben sind die Neigungen der Polarfront, die aus den Vertikalschnitten nach den Beobachtungen abgeleitet wurden

Wegen der weiteren Grenzbedingung $h = h_K = 0$ für $x = 0$ vereinfacht sich (50) in:

$$h = \bar{h}_{(y)} \cdot [1 - e^{-x/\lambda}]. \tag{52}$$

Es zeigt sich also, daß im geostrophischen Fall h als auch v_2 von Osten nach Westen mit x exponentiell zunehmen. Die Abb. 6 zeigt links das bei geostrophischer Annäherung resultierende Geschwindigkeitsprofil und rechts die Neigung der Polarfront zusammen mit den Neigungen derselben im südlichen und nördlichen Vertikalschnitt nach den Beobachtungen. Man erkennt, daß die theoretisch sich ergebende Neigung, abgesehen von

der bodennahen Reibungsschichte (0 bis 1,5 km), recht gut die Beobachtungen annähert. Die sich ergebenden Spitzengeschwindigkeiten von 120 m/sec fallen wie immer bei geostrophischer Rechnung zu hoch aus, jedoch ist die Konzentration der Geschwindigkeit nach links noch stärker als im allgemeinen Fall. Das gleiche gilt für die Zunahme der Steilheit der Polarfront gegen Westen.

8. Schlußbemerkungen

Faßt man die Ergebnisse der vorliegenden theoretischen Analyse zusammen, dann erkennt man, daß der auffallende Aufbau des Stromsystems und der Grenzflächen an der Ostseite eines gut entwickelten polaren Kälteausbruchs nur zu erklären sind, indem man die Variabilität des Coriolisparameters mit der geographischen Breite und die Trägheitsglieder in den Bewegungsgleichungen (nichtlinearen Feldbeschleunigungen) mitberücksichtigt. Läßt man letztere fort, dann gibt der geostrophische Fall nur eine erste Näherungslösung, die aber immer noch das Wesentliche der Erscheinung, nämlich die Konzentration der Strömung in den Winkel zwischen Polarfront und Tropopause, zu erklären vermag.

An der Ostseite eines solchen Kältedomes wirken die beiden wichtigen Faktoren, die für das Zustandekommen der Erscheinungen verantwortlich erscheinen, gleichsinnig und unterstützen sich so in ihrer Auswirkung. Sie verursachen eine extrem starke Westwärtsintensivierung der Strömung sowie die steile Neigung und Gegenneigung der beiden Grenzflächen.

Aber an der in dieser Arbeit nicht behandelten Westseite wirken sie gegensinnig, und die Neigungen der Grenzflächen sowie die Stärke der Strömung als auch ihre Konzentration nach Osten fallen schwächer aus. Dieser Umstand scheint in den Beobachtungen im Falle eines solchen vollendeten Kältevorstoßes nach Süden immer erfüllt zu sein, wie viele Vertikalschnitte durch solche atmosphärischen Gebilde und Isotachenbilder horizontaler Niveaus stets gezeigt haben.

Die ganze Theorie beruht auf der Vorstellung, daß die Kaltluft wenigstens für einige Zeit als eine feste Barriere ähnlich der Kombination von Küste und nahezu bewegungsfreiem Tiefenwasser im Ozean angesehen werden kann. Für eine kurze Zeitdauer kann dieser Zustand in grober Näherung als stationär behandelt werden und gestattet so modellmäßig die *reine dynamische* Seite der Erscheinung zu erfassen. Wieweit dies möglich war, ist sehr bemerkenswert, wenn man bedenkt, daß die nicht minder wichtige thermodynamische Seite der Erscheinung fast unberücksichtigt blieb. Lediglich in der Annahme eines indifferent geschichteten Atmosphärenmodells und unter Einbezug der darüberliegenden Stratosphäre in einer rohen Weise ist ein Teil dieser Seite etwas erfaßt worden. Die Erweiterung auf geschichtete Atmosphären erscheint im Prinzip nicht unmöglich, doch steigern sich die mathematischen Schwierigkeiten sehr, so daß die Durchsichtigkeit der Lösungen in Frage steht. Dies gilt für viele Probleme der theoretischen Meteorologie, wobei man immer zu entscheiden hat, wie weit man in den Grundannahmen gehen darf, um die Lösung nicht unmöglich oder recht undurchsichtig zu machen.

Die ganze Theorie beinhaltet eigentlich *eine Fortführung des einfachen klassischen Grenzflächenproblems* von M. MARGULES [5], in welchem bei im ganzen Querschnitt konstantem Wind auch die Neigung der stationären Grenzfläche konstant ist. Der MARGULESsche Fall ist nur bei konstantem

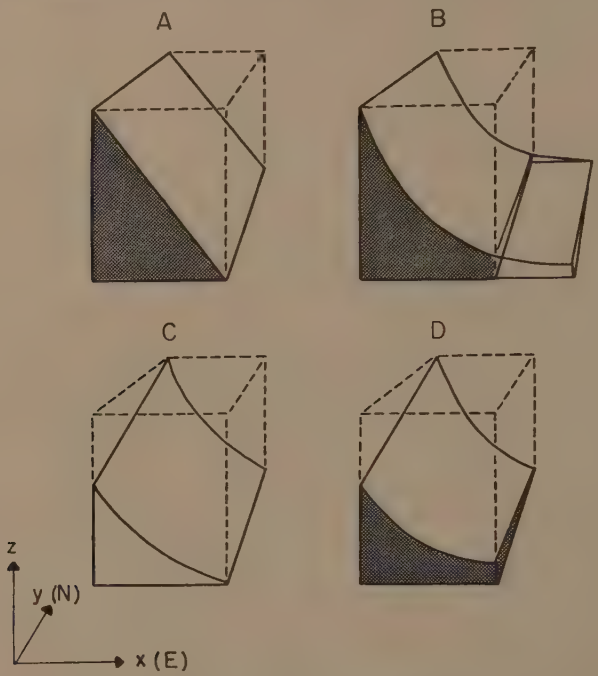


Abb. 7. Alle vier behandelten Fälle (*A* bis *D*) von geneigten Grenzflächen (Polarfront) in schematischer Darstellung. Fall *A* klassischer MARGULES-Fall, Geschwindigkeit im ganzen Querschnitt konstant; Fall *B* geostrophischer Fall, starke nichtlineare Zunahme des Windes gegen Westen; Fall *C* allgemeiner Fall ohne Unterschied im Volumtransport zwischen Süd- und Nordbegrenzung des Raumes, kein seitlicher Zustrom im Osten, aber eine Senkung der Polarfrontfläche vorne links mit Anstieg derselben gegen Norden. Westwärts-Intensivierung des Stromes oberhalb der Polarfront mit linearer Zunahme entlang der Polarfront und aufwärts; Fall *D* der allgemeinste Fall mit Zulassung von Unterschieden im Volumtransport zwischen Süd- und Nordbegrenzung des Raumes, seitlicher Zustrom im Osten, Verdrehung der Polarfrontfläche im Raum, Westwärts-Intensivierung des Stromes oberhalb der Polarfront mit verstärkter und nichtlinearer Zunahme des Windes entlang der Polarfront und aufwärts

Coriolisparameter f möglich. Man kann sich also die Frage vorlegen, wie ein in niedrigen Breiten vorhandenes stationäres Stromsystem im Sinne von MARGULES mit einer gleichförmig geneigten Grenzfläche, welche einen zu ihr parallelen und im Querschnitt konstanten Ober- und Unterstrom trennt, unter der Wirkung der Variabilität des Coriolisparameters und der nichtlinearen Feldbeschleunigungen sich ändert. Dieses Problem er-

scheint wenigstens in den Grundzügen durch die vorliegende Theorie grundsätzlich gelöst. Es kommt auf der Nordhalbkugel bei Strömungsrichtung nach Norden zu einer Konzentration des Stromfeldes gegen die linke Seite, und die Grenzfläche verliert dementsprechend ihre gleichförmige Neigung, indem sie gegen die linke Seite der Strömung (stromabwärts) eine mit der Höhe zunehmende Steilheit annimmt.

Abb. 7 zeigt zusammenfassend nochmals schematisch alle vier behandelten Fälle von geneigten Grenzflächen, wobei *A* den klassischen MARGULES-Fall, *B* den geostrophischen Fall, *C* und *D* die allgemeineren Fälle ohne und mit Volumtransportunterschieden zwischen dem südlichen und nördlichen den gewählten Raum begrenzenden Vertikalschnitten zur Darstellung bringt.

Im letzten Fall kann man sich noch die Frage vorlegen, was passiert, wenn der Volumtransport durch den südlichen Vertikalschnitt größer wird als jener durch den nördlichen, was einer Konfluenz im betrachteten Raum entspricht. Man darf annehmen, daß dann ein stationärer Zustand nicht erhalten bleiben kann und es zu einer Degeneration des Kältedomes kommt derart, daß sich ein Teil der Kaltluft vom nördlichen Quellgebiet ablöst und als selbständiger Kaltluftkörper fortbesteht und schließlich in der ihn allseitig umgebenden Warmluft vergeht.

Die Erweiterung dieser Analyse auf nichtstationäre Fälle und auf geschichtete atmosphärische Dreischichtenmodelle könnte nicht uninteressante Ergebnisse erwarten lassen.

Literatur

1. CHARNEY, J. G.: The Gulf Stream as an Inertial Boundary Layer. Proc. Nat. Acad. Sci. (USA) **41**, No. 10, 731 (1950).
2. DEFANT, A.: Der Abfluß schwerer Luftmassen auf geneigtem Boden nebst einigen Bemerkungen zu der Theorie stationärer Luftströme. Sonderausg. aus Sitz.-Ber. Preuß. Akad. Wiss. Berlin, Phys.-Math. Kl. **18**, 1 (1933).
3. DEFANT, FR.: Der detaillierte vertikale Aufbau der Atmosphäre im Falle eines Kälteausbruches über Nordamerika verbunden mit einer oberen intensiven Scherungslinie des Windes vom 14. Januar 1951, 03.00z. Erscheint in Arch. Met. Geoph. Biokl. A.
4. EXNER, F. M.: Dynamische Meteorologie, 2. Aufl., S. 339. Wien: Springer. 1925.
5. MARGULES, M.: Über die Energie der Stürme. Jb. Zentralanst. Met. Wien **40**, 1 (1905).
6. PALMÉN, E.: The Aerology of Extratropical Disturbances, Compendium. Amer. Met. Soc. Boston, Mass., USA **1951**, 599.
7. PALMÉN, E.: On the Dynamics of Cold Air Outbreaks in the Westerlies. Univ. of Chicago, Dept. Meteor., Gen. Circulation Project, Final Report (June 1953).

551.509.312:551.511

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien)

Zur graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung nach Fjörtoft im 850 mb-Niveau

Von

H. Pichler

Mit 4 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es wird versucht, die graphische Integration der barotropen Wirbelgleichung nach Fjörtoft im 850 mb-Niveau durchzuführen. An Hand einer markanten Wetterlage werden die von Fjörtoft angegebenen Näherungsformeln untersucht und die Diskussionsergebnisse mitgeteilt.

Summary. An attempt has been made to carry out the graphical integration of the barotropic vorticity equation of Fjörtoft in the 850 mb-level. By the example of a characteristic weather situation the approximative formulae given by Fjörtoft are examined and the results of the discussion communicated.

Résumé. Essai d'intégration graphique de l'équation de tourbillon barotrope de Fjörtoft à 850 mb. Etude des formules approchées du même auteur appliquées à une situation météorologique typique.

I. Einleitung

Die absolute Topographie der 850 mb-Fläche gewinnt für das Studium des Wetterablaufes immer mehr an Bedeutung, worauf L. Kletter [*1*] und H. Reuter [*2*] bereits hingewiesen haben. Es erscheint somit zweckmäßig, sich mit Konstruktionsmethoden für Vorhersagekarten in diesem Niveau vertraut zu machen. Die 850 mb-Topographie bietet eine Reihe von Vorteilen. Einerseits werden die durch Bodenreibungseffekte hervorgerufenen Abweichungen vom geostrophischen oder Gradientwind ausgeschaltet, anderseits liegt das 850 mb-Niveau tief genug, um alle niedrigen Druckwellen zu erfassen. Ferner ist man in der Lage, durch den Gebrauch der Gradientwindrelation die 850 mb-Karte genau zu analysieren.

R. Fjörtoft [3] gab eine Methode an, mit der man die barotrope, geostrophisch approximierte, divergenzfreie Wirbelgleichung

$$\frac{\partial \eta_g}{\partial t} - \mathfrak{v}_g \cdot \nabla \eta_g = 0 \tag{1}$$

graphisch integrieren kann.

Es bedeuten: η_g die geostrophisch approximierte absolute Wirbelgröße und $\mathfrak{v}_g$ den geostrophischen Windvektor.

Nimmt man mit Fjörtoft das divergenzfreie Niveau im Niveau von 500 mb[1] an, so kann auf diese Weise eine 24stündige Vorhersagekarte für dieses Niveau gewonnen werden.

In der vorliegenden Arbeit soll nun versucht werden, die graphische Integration der barotropen Wirbelgleichung im 850 mb-Niveau durchzuführen. Dabei lassen wir uns von folgenden Überlegungen leiten: Die graphische Integration der Wirbelgleichung nach Fjörtoft kann nur in einer barotropen Atmosphäre durchgeführt werden. Es wird dabei, wie schon erwähnt, die geostrophisch approximierte, divergenzfreie Wirbelgleichung integriert. Demnach ist die horizontale Divergenz $\mathrm{div}_2\, \mathfrak{v} = 0$ ($\mathfrak{v}$ = Geschwindigkeitsvektor). Die „Integrationsfläche" ist somit das divergenzfreie Niveau. Mathematisch ist dies vollkommen richtig. Vom physikalischen Standpunkt aus kann man aber folgendermaßen argumentieren: Im divergenzfreien Niveau ist $\frac{\partial \omega}{\partial p} = 0$ (da $\mathrm{div}_2\, \mathfrak{v} = 0$). Die generalisierte Vertikalgeschwindigkeit ω hat daher in diesem Niveau einen Extremwert, und zwar ein Maximum. Es können dadurch im divergenzfreien Niveau bereits barokline Effekte auftreten, die die Barotropie zu stören vermögen. Anderseits ist aber an der Erdoberfläche $\omega = 0$, während hier $\frac{\partial \omega}{\partial p}$ einen Maximalwert aufweist. Wir wollen daher die Integration der barotropen, divergenzfreien Wirbelgleichung in 850 mb-Niveau durchführen, wo vermutlich ω und $\frac{\partial \omega}{\partial p}$ klein sind. $\mathrm{div}_2\, \mathfrak{v}\left(= \frac{\partial \omega}{\partial p}\right)$ kann somit als Größe 2. Ordnung vernachlässigt werden. Die daraus resultierenden Ergebnisse werden nun im folgenden mit der tatsächlich eingetroffenen Geopotentialverteilung kritisch verglichen.

II. Bemerkungen zur Integrationsmethode

Die graphische Integration der geostrophisch approximierten divergenzfreien, barotropen Wirbelgleichung erfolgt — wie allgemein bekannt — nach Fjörtoft in zwei Schritten.

---

[1] J. Charney [4] gibt das divergenzfreie Niveau im Bereich von 550 bis 600 mb an. H. Riehl [5] fand bei Untersuchungen über Rossby-Wellen das divergenzfreie Niveau im Niveau von ungefähr 700 mb. J. Drimmel [6] kommt durch kritische Untersuchungen ebenfalls zum Schluß, das divergenzfreie Niveau in tiefere Schichten zu verlegen.

1. Schritt: Für das Zeitintervall Δt werden die Linien $\xi = \text{const.}$ mit einer mittleren Windgeschwindigkeit, die aus dem räumlich gemittelten Geopotentialfeld gewonnen wird, verlagert. Dabei ist die ξ-Verteilung gegeben durch

$$\xi \equiv H + G(\varphi) - \bar{H}. \tag{2}$$

Es bezeichnen H das Geopotential, $\bar{H}$ das räumliche Mittel des Geopotentialfeldes und $G(\varphi)$ die „FJÖRTOFT"-Funktion. Das räumliche Mittel resultiert aus:

$$\bar{H} = \frac{1}{4}[H(x+d, y) + H(x-d, y) + H(x, y+d) + H(x, y-d)]. \tag{3}$$

Die x-Richtung weist positiv nach Osten, die y-Richtung positiv nach Norden. d stellt hiebei die Gitterdistanz dar und wird von FJÖRTOFT mit 12 Längengraden in 60 Grad geographischer Breite angegeben. $G(\varphi)$ ist eine Funktion von der geographischen Breite φ. (Es ist die Breitenabhängigkeit des Cariolisparameters und des Projektionsfaktors zu berücksichtigen.) Durch Vergleich mit der ursprünglichen ξ-Verteilung erhält man für die Zeit Δt (= 24 Stunden) die $\Delta\xi$-Verteilung.

2. Schritt: Es ist nun die POISSON-Gleichung

$$\Delta\xi = \overline{\Delta H} - \Delta H \tag{4}$$

zu lösen. FJÖRTOFT gibt folgende Näherungslösungen an:

1.

$$\Delta H = -(\Delta\xi + 2\overline{\Delta\xi}^{1}) \tag{5}$$

für $4 d_1 \leqq \lambda_m, \omega_n \leqq 8 d_1$.

2.

$$\Delta H = -(\Delta\xi + 2\overline{\Delta\xi}^{1} + 4\overline{\overline{\Delta\xi}^{1}}^{2}) \tag{6}$$

für $4 d_1 \leqq \lambda_m, \omega_n \leqq 10 d_1$.

3.

$$\Delta H = -(\Delta\xi + 3\overline{\Delta\xi}^{1}) \tag{7}$$

für $4 d_1 \leqq \lambda_m, \omega_n \leqq 9 d_1$[1].

Dabei bezeichnen λ_m, ω_n die Wellenlängen in der x-Richtung bzw. in der y-Richtung.

Die Symbole $(\overline{}^{1})$ bzw. $(\overline{\overline{}^{1}}^{2})$ geben die Art der räumlichen Mittelung an. $(\overline{}^{1})$ bedeutet eine einfache Mittelung mit der Gitterdistanz d_1. $(\overline{\overline{}^{1}}^{2})$ ist eine zweifache räumliche Mittelung, und zwar zuerst mit der

[1] Lösung 3 [Gl. (7)] gibt für $\lambda_m, \omega_n \approx 8 d_1$ eine bessere Näherung als Lösung 1 [Gl. (5)].

Gitterdistanz d_1 und hernach mit der Gitterdistanz d_2. Um diese Näherungsformeln ableiten zu können, sind folgende Bedingungen nötig:

1. $\lambda_m \approx \omega_n$ für alle λ_m, ω_n
2. λ_m, $\omega_n > 4\,d_1$ für alle λ_m, ω_n
3. $d_{q+1} = 1{,}5\,d_q$ für $q = 1, 2, \ldots$

(In unserem Fall ist $d_1 = 666{,}67$ km und $d_2 = 1000$ km.)

Zur genaueren Information (thoretische Grundlagen des Steuerungsmechanismus und numerische Lösung der POISSON-Gleichung) wird auf die Originalarbeit [3] verwiesen.

Die beiden angeführten Schritte zur Lösung der barotropen Wirbelgleichung werden nach FJÖRTOFT graphisch durchgeführt.

In dieser Arbeit wurde von dieser Praxis abgegangen. Es wurde ein numerisch-graphisches Verfahren gewählt. Lediglich die Steuerung des ξ-Feldes wurde graphisch, alle übrigen Operationen wurden an Hand von diskreten Punkten durchgeführt. Die räumliche Mittelung erfolgte also numerisch mit Hilfe eines Gitternetzes. Der Projektionsfaktor (bedingte Verzerrung durch die Kartenprojektion) wurde hiebei bereits berücksichtigt. Dadurch weicht die Funktion $G(\varphi)$ von ihrer ursprünglichen Form ab. Wir erhalten demnach:

$$G(\varphi) = \int_0^{\varphi} \frac{d^2}{9{,}81}\,\Omega^2 \sin\varphi \cos\varphi\, d\varphi. \tag{8}$$

Darin bezeichnen φ die geographische Breite, d die Gitterdistanz und Ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde. Für die einzelnen geographischen Breiten erhält man für $G(\varphi)$ die in Tabelle 1 zusammengestellten Werte.

Tabelle 1. *$G(\varphi)$-Werte; Einheit: geopotentielle Meter*

φ:	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75	80	geogr. Breite
$G(\varphi)$:	30	40	50	60	71	81	90	99	106	112	117	gpm

Ferner wurden die Näherungslösungen [Gl. (5) bis Gl. (7)] numerisch gewonnen. Der Vorteil dieser Methode ist ein größerer Zeitgewinn, und man ist in der Lage, auch Rechenmaschinen einzusetzen. Der Nachteil gegenüber dem graphischen Verfahren ist, daß der kontinuierliche Übergang bei der räumlichen Mittelung nicht gewahrt bleibt. Dadurch kann auch der Gradient einer Feldverteilung nur indirekt gewonnen werden. Doch durch eine genaue Analyse eines durch diskrete Punkte gegebenen Feldes läßt sich letzterer Fehler weitgehend herabsetzen.

III. Numerisch-graphische Integration der barotropen Wirbelgleichung im 850 mb-Niveau

Zur numerisch-graphischen Integration der geostrophisch approximierten, divergenzfreien barotropen Wirbelgleichung wurde eine möglichst markante Wetterlage ausgewählt.

Die Ausgangssituation (7. Januar 1956) ist in Abb. 1*a* dargestellt. Vom Nordmeer reicht ein ausgeprägter Trog bis nach Schottland. Die lebhafte Nordströmung im Seegebiet östlich von Grönland dreht über der Nordsee auf West. Ganz Nordeuropa ist in eine großräumige Westströmung einbezogen. Der Mittelmeerraum und die südlichen Gebiete von West- und Mitteleuropa sind ebenfalls zyklonal beeinflußt. Über dem Atlantik und über Mittelrußland breiten sich zwei mächtige Hochzellen aus. Beide Zellen werden in etwa 55 Grad nördlicher Breite durch eine zonale Hochdruckbrücke verbunden.

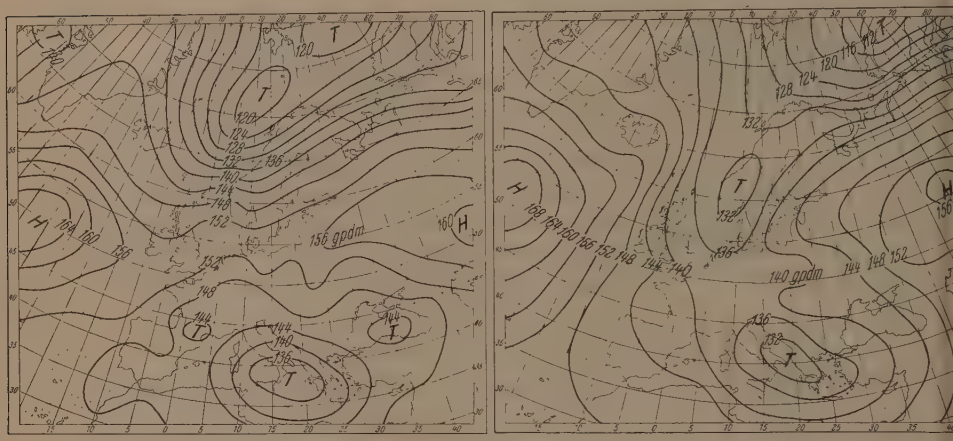


Abb. 1. Absolute Topographie der 850 mb-Fläche. *a*) am 7. Januar 1956 2,00 GMT, *b*) am 8. Januar 1956 2,00 GMT

Vierundzwanzig Stunden später (8. Januar 1956) hat sich die Wetterlage wesentlich geändert (Abb. 1*b*). Die zonale Hochdruckbrücke ist rasch abgebaut worden. Die Hochzellen über dem Atlantik und über Mittelrußland wurden in ihrem östlichen bzw. westlichen Teil abgeschwächt. Über den Britischen Inseln und über dem Ostatlantik ist eine kräftige Nordströmung aktiviert worden. Über Skandinavien ist die Westströmung unterbunden worden. Das Mittelmeertief hat sich nach Norden ausgeweitet.

Wir wollen nun untersuchen, ob diese Änderung der Wetterlage mit Hilfe der Integration der barotropen Wirbelgleichung erfaßt werden kann. Um die graphisch-numerische Integration durchführen zu können, wird das räumlich gemittelte Geopotentialfeld der Ausgangslage — mit Hilfe der $G(\varphi)$-Werte korrigiert — benötigt. Diese Feldverteilung soll mit H^* benannt werden [$H^* = \bar{H} + G(\varphi)$]. Ferner ist noch die dazugehörige ξ-Verteilung ($\xi = H^* - H$) erforderlich (Abb. 2). Durch Steuerung dieser Verteilung mit dem aus dem H^*-Feld gewonnenen geostrophischen Windvektor v^* erhält man das ξ-Feld für den Vorher-

sagetermin (8. Januar 1956, 2,00 GMT). Abb. 3 zeigt die gesteuerte ξ-Verteilung und die tatsächlich eingetroffene ξ-Verteilung. Beide Felder weisen eine große Ähnlichkeit auf. Korreliert man diese ξ-Verteilungen miteinander, so erhält man als Korrelationskoeffizienten $r = 0{,}75$. Die Streuung ($\sigma = \pm 2{,}3$ gpdm) liegt innerhalb angemessener Grenzen. Der relativ hohe Korrelationskoeffizient läßt auf eine weitgehende Barotropie der Atmosphäre zu der gewählten Zeitspanne schließen. Dadurch ist in diesem Fall die Integration der barotropen Wirbel-

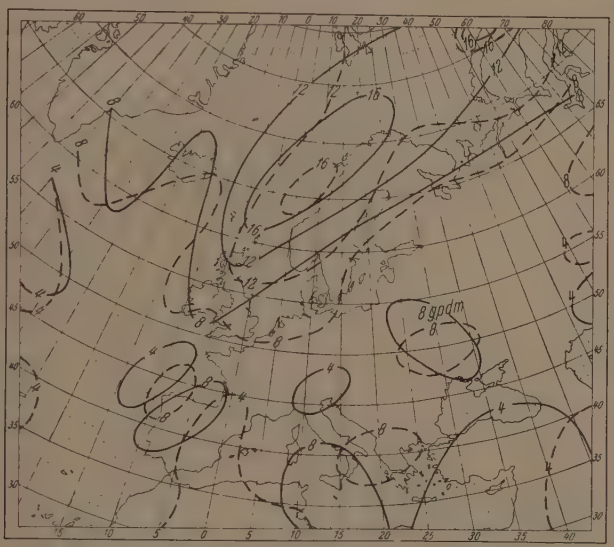


Abb. 2. ——— Räumlich gemittelte Isohypsen in 850 mb; H^*-Feld, 7. Januar 1956 2,00 GMT
— — — ξ-Verteilung; 7. Januar 1956 2,00 GMT

gleichung wirklich berechtigt. Durch Vergleich der gesteuerten ξ-Verteilung mit dem ursprünglichen ξ-Feld erhält man nun noch das benötigte $\Delta\xi$-Feld.

Somit können wir zum zweiten Schritt der numerisch-graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung übergehen. Wie eingangs bereits erwähnt, ist hier die Poisson-Gleichung $\Delta\xi = \overline{\Delta H} - \Delta H$ zu lösen. Begnügt man sich im Lösungsverfahren mit der ersten Näherung [Gl. (5)], so erhält man für die Änderung des Geopotentialfeldes innerhalb 24 Stunden in 850 mb die in Abb. 4*a* dargestellte Feldverteilung ($= \Delta H$-Feld). Benützt man die zwei weiteren angegebenen Näherungen [Gl. (6) und Gl. (7)], so erhält man die in Abb. 4*b* und in Abb. 4*c* angegebenen ΔH-Felder.

Vergleicht man nun die einzelnen prognostizierten Änderungsfelder mit der tatsächlich eingetroffenen Änderung des Geopotentialfeldes innerhalb 24 Stunden (Abb. 4*d*) so kommt man zu fogendem Ergebnis: Die Lage

der Maxima bzw. Minima der Isallohypsen wurden im wesentlichen durch die Integration der barotropen Wirbelgleichung gut erfaßt. In quantitativer Hinsicht fällt die Genauigkeit etwas ab. Die erste und dritte Näherung sind ziemlich gleichwertig. Der Korrelationskoeffizient liegt in beiden Fällen in der Größenordnung von 0,70. Die Streuung ist verhältnismäßig groß und liegt in der Größenordnung von 6 gpdm. Bezieht man jedoch dieses Streumaß auf das H-Feld direkt und berücksichtigt man noch die Meßfehler, so ist dieser hohe Wert durchaus ver-

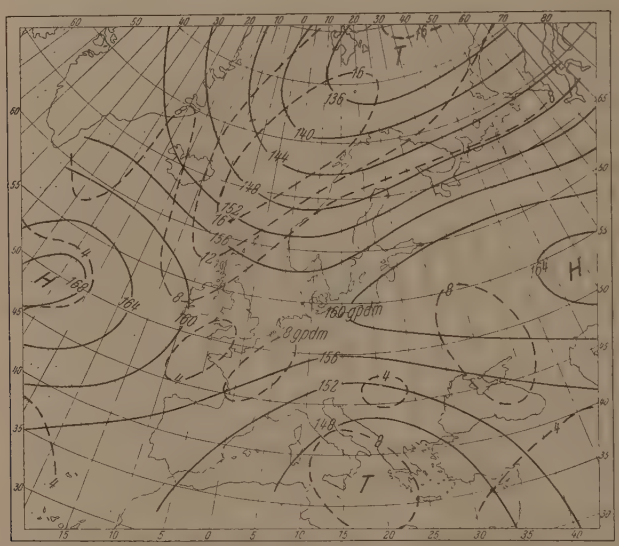


Abb. 3. ——— Gesteuerte ξ-Verteilung
— — — Eingetroffene ξ-Verteilung; 8. Januar 1956 2,00 GMT

ständlich. Zu einem besseren Ergebnis gelangt man mit der zweiten Näherungsformel. Der Korrelationskoeffizient ist in diesem Fall 0,76. Die Streuung kann mit $\pm$ 5,3 gpdm angegeben werden. Dieses Resultat überrascht keineswegs. Im zweiten Fall wird ein breiteres Wellenlängenspektrum erfaßt als in den beiden anderen Fällen. Diese Tatsache kommt den wirklichen Verhältnissen in der Atmosphäre weitgehend entgegen.

Es ist nun auch noch von Interesse, die Frage beantworten zu können, wie groß der Fehler ist, der durch die Streuung des ξ-Feldes gemacht wird. Wir stellen zu diesem Zweck folgende Untersuchung an. Es gelingt ohne Schwierigkeit, posthum die tatsächliche $\Delta\xi$-Verteilung zu ermitteln. Erstellt man mit dieser $\Delta\xi$-Verteilung die Änderung des Geopotentialfeldes nach den von Fjörtoft angegebenen Näherungsformeln (Rückermittlung), so gelangt man zu folgendem Resultat: Für die erste und dritte Näherung liefert die Rückermittlung Korrelationskoeffizienten in der Größenordnung von 0,85. Die Streuung liegt im Bereich von $\pm$ 5 gpdm.

Im zweiten Fall errechnet man einen Korrelationskoeffizienten von 0,90 und eine Streuung von $\pm$ 3,5 gpdm. Mit Hilfe der Rückermittelung erzielt man — wie zu erwarten — bessere Resultate als durch die Steuerung. Der Grund mag wohl darin zu suchen sein, daß sich die Atmosphäre zur

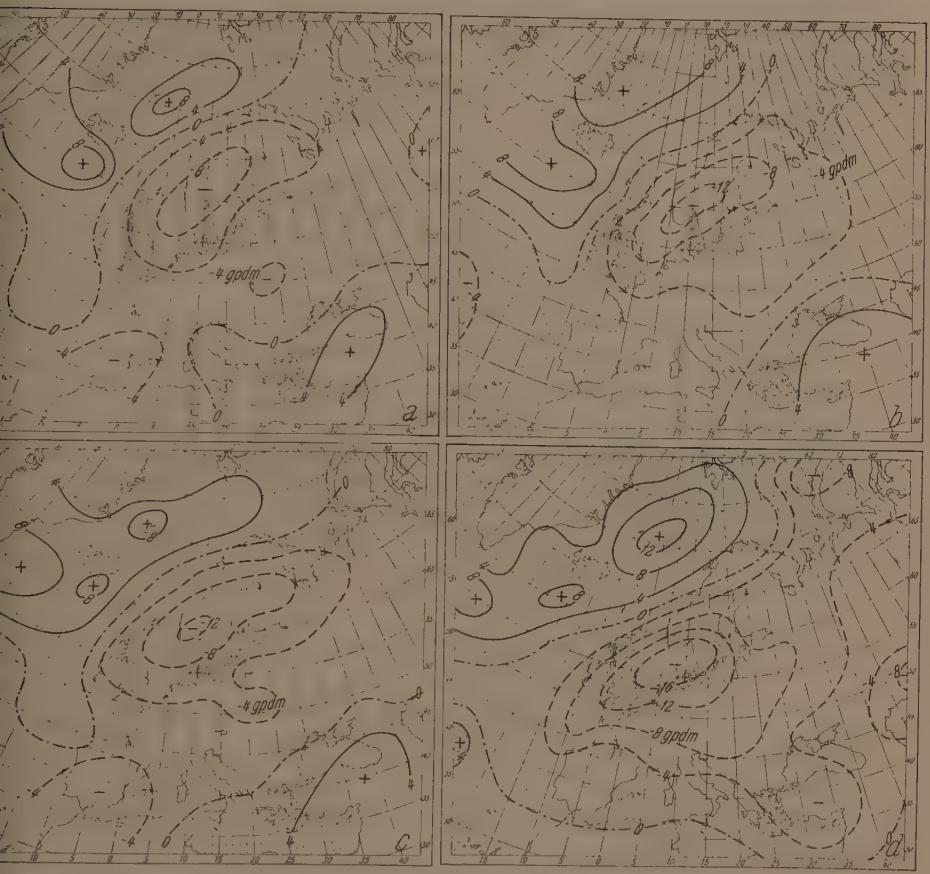


Abb. 4. ΔH-Feld; *a*) 1. Näherung [Gl. (5)], *b*) 2. Näherung [Gl. (6)], *c*) 3. Näherung [Gl. (7)], *d*) tatsächlich eingetroffene Verteilung

gewählten Zeitspanne nicht durchweg barotrop verhielt, obwohl in diesem speziellen Fall ein „hoher Grad" von Barotropie in der Atmosphäre festgestellt werden konnte. Mit Hilfe der Rückermittelung kann man nun den Fehler abschätzen, der durch die Steuerung des ξ-Feldes bedingt wird. Daß man mit der Rückermittelung nicht genau an die tatsächlich eingetroffene ΔH-Verteilung herankommt, ist leicht einzusehen. Einerseits sind die angegebenen Formeln nur Näherungen[1] und anderseits

[1] Abgesehen von den Fällen, wo das Restglied Null wird.

sind die dafür eingangs erwähnten notwendigen Bedingungen — z. B. für alle λ_m und ω_n $\lambda_m \approx \omega_n$ — in der Natur nur selten erfüllt.

Abschließend läßt sich folgendes sagen: Es ist durchaus möglich, mit der „Fjörtoft-Methode" auch Vorhersagekarten für das 850 mb-Niveau zu konstruieren. Es kann dabei eine hinreichende Genauigkeit erzielt werden. Die dabei gewonnenen Korrelationskoeffizienten liegen in der gleichen Größenordnung wie bei anderen Vorhersagemethoden in verschiedenen Druckniveaus. Der verwendete Zeitaufwand ist verhältnismäßig gering.

Literatur

1. Kletter, L.: Praktische Erfahrungen mit einer neuen Methode zur Ausarbeitung mittelfristiger Wetterprognosen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **9**, 264 (1956).
2. Reuter, H.: Grundlagen einer synoptisch-statistischen Theorie der Druckänderungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **10**, 121 (1958).
3. Fjörtoft, R.: On a Numerical Method of Integrating the Barotropic Vorticity Equation. Tellus **4**, 179 (1952).
4. Charney, J.: On a Physical Basis for Numerical Prediction of Large Scale Motions in the Atmosphere. J. Met. **6**, 371 (1949).
5. Riehl, H.: Forecasting in Middle Latitudes. Met. Monogr. Am. Met. Soc. **1**, 5, 1—80 (1952).
6. Drimmel, J.: Wo ist das äquivalentbarotrope Niveau zu suchen? Arch. Met. Geoph. Biokl. A **9**, 339 (1956).

551.507.2

(Geophysikalisches Institut der Universität Hamburg)

Ein neues Gerät für störungsfreie meteorologische Messungen auf dem Meer

Von

Karl Brocks

Mit 8 Textabbildungen

Zusammenfassung. Die Bedeutung ungestörter meteorologischer Beobachtungen auf offener See wird erörtert und die Anforderungen an den dafür notwendigen Instrumententräger werden fixiert. Die konstruktive Lösung wird geschildert: 2,5 m hoher Schwimmkörper, etwa elliptischer Querschnitt (Längsachse des Querschnitts in allen Höhen 1,5 m, Querachse an der Oberfläche 1 m, unten 0,5 m), mit (auf 7,5 m Tiefgang) ausfahrbarem Stabilisierungsgewicht von 500 kg, Leitflossen, Dämpfungsplatten und Handwinde zum Fieren des Gewichtes; 9 m langer Aluminiummast mit waagrechten Spieren zur Gerätehalterung. Eigenschwingungsperiode der Apparatur ist etwa 10 sec.

Bei mehreren mehrwöchigen Einsätzen bis Windstärke 6 anläßlich von Messungen der Wind-, Temperatur- und Feuchteschichtung in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre zeigte das Gerät (auf der Deutschen Bucht und Ostsee) maximale Schwankungen des Mastes von 10° und Vertikalbewegungen von $\pm$ 25 cm, es folgte dem Wellengang auch bei kurzen Wellen gut. Die Apparatur wird vom Forschungsschiff geschleppt, Messungen geschehen (über Kabel) im Treiben, wobei das Gerät sich (etwa 50 m entfernt) automatisch in Luv des Schiffes legt. Man erhält so ungestörte Messungen.

Beispiele für die Windabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit des Systems Forschungsschiff-Meßboje (relativ zur Wasseroberfläche) und für die Windgeschwindigkeitsunterschiede in derselben Höhe am Forschungsschiff und an der Tonne (als Beispiel für die Größe der Schiffsstörung) werden mitgeteilt. Ein charakteristisches Viertelstundenprofil von Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit zwischen 0,8 und 16 m Wasserabstand wird gezeigt.

Summary. The importance of undisturbed meteorological observations on the open sea is discussed and the requirements for an adequate instrument buoy are specified. The constructive solution is as follows: a floater 2,5 m high, approximately elliptical cross section (longer axis of the cross section at all heights 1,5 m, transverse axis on the surface 1 m, below 0,5 m)

with a stabilizing weight of 500 kg, movable (to 7,5 m draught), guiding fins, damping plates, and windlass for hoisting the weight; mast of aluminium 9 m long, with horizontal spars on which the instruments are fixed. Characteristic period of the apparatus about 10 sec.

It was used (in the German Bay and in the Baltic Sea) at various times for several weeks up to wind-force 6 for measuring wind, temperature, and humidity distributions in the maritime boundary layer of the atmosphere and it showed maximum oscillations of the mast of 10 degrees and vertical movements of $\pm$ 25 cm, following well the wave motion even with short waves. The instrument buoy is trailed by the research ship, measurements are carried out (by cable) in drifting while the buoy places itself automatically on the windward side of the ship (at a distance of about 50 m). In this way undisturbed measurements were obtained.

Examples are communicated showing the influence of the wind on the drifting velocity of the system research ship — instrument buoy (relative to the water surface) and the difference of wind velocity at the same height at the ship and the buoy (from which the disturbing influence of the ship can be seen). A characteristic quarter-hour profile of wind velocity, air temperature, and air humidity between the levels 0,8 m and 16 m above water is given.

Résumé. Considérant l'importance de mesures météorologiques exemptes d'erreurs en haute mer, l'auteur a développé un support à instruments adéquat dont les caractéristiques sont les suivantes: flotteur de 2,5 m. de haut à section elliptique, muni d'une dérive escamotable de 500 kg. et de 7,5 m. de tirant d'eau; gouverhails, ailerons amortisseurs et treuil; mât d'aluminium de 9 m. muni de petites vergues à instruments. La période propre de l'engin est de 10 s. env.

Lors d'essais dans la baie d'Helgoland et en mer Baltique par vent de force 6 en vue de mesures de vent, de température et d'humidité de la couche limite au-dessus de l'eau, le mât de l'engin a oscillé de 10 degrés et les déplacement verticaux furent de $\pm$ 25 cm.; le flotteur suit la houle, même par vagues courtes. L'engin est remorqué par le bateau explorateur et les mesures se font en dérive; distant d'environ 50 m. de son remorqueur, le flotteur se place automatiquement au vent du bateau ce qui assure des mesures correctes.

L'effet perturbateur du remorqueur ressort d'exemples illustrant comment la vitesse du système bateau-flotteur dépend du vent et montrant les différences de vitesse du vent au même niveau sur l'un et sur l'autre. Un profil caractéristique d'un quart d'heure de la vitesse du vent, de la température et de l'humidité de l'air entre 0,8 et 16 m. au-dessus de l'eau est montré.

1. Die Notwendigkeit störungsfreier meteorologischer Beobachtungen auf See

Die atmosphärischen Vorgänge über dem Meer, insbesondere die Wechselwirkungen zwischen der Atmosphäre und der Ozeanoberfläche sind von vielen Gesichtspunkten her für den Meteorologen von besonderem Interesse. Unmittelbar über der Meeresoberfläche besteht die Möglichkeit, wesentliche Komponenten des atmosphärischen Energiehaushaltes messend zu erfassen. Hier geht der Niederschlag nieder, findet der Austausch fühlbarer und latenter Wärme statt, können die Strahlungs-

ströme gemessen werden. Hier überträgt die bewegte Luft ihre Impulse auf den Ozean und bewirkt Wellenbewegungen, Meeresströmungen und den Wasserstau vor den Küsten.

Die mit den vertikalen Wärme- und Wasserdampftransporten verknüpften vertikalen Gradienten der Lufttemperatur und des Wasserdampfdruckes bedingen entsprechende Gradienten der Dielektrizitätskonstante in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre unmittelbar über dem Meer. Sie beeinflussen so die elektromagnetische Wellenausbreitung im sichtbaren Teil des Spektrums und im Bereich der Zentimeter- bis Meterwellen und haben dadurch praktische Bedeutung für die Genauigkeit der Ortsbestimmung auf dem Meer und der küstennahen Vermessung einerseits, für die Güte der Radarsicht und der Nachrichtenverbindung auf See andererseits.

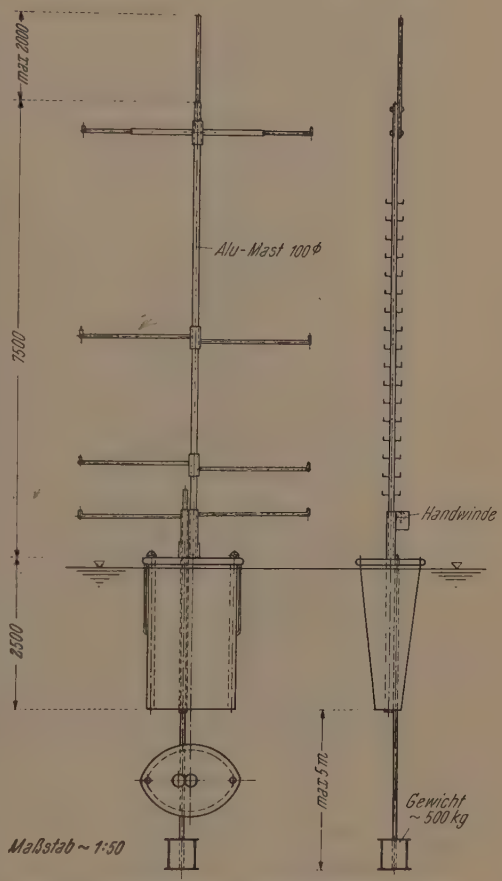


Abb. 1. Apparatur für meteorologische Messungen auf See, Konstruktionsskizze

Trotz dieser vielfältigen Verwendungsmöglichkeiten maritimer Beobachtungen für die meteorologische Grundlagenforschung und für Probleme der Anwendung sind unsere Kenntnisse der atmosphärischen Zustände über dem Meer noch recht unbefriedigend. Das hat mehrere Gründe. Die für solche Beobachtungen benötigten Schiffe verursachen einen ungewöhnlich hohen finanziellen Aufwand. Bei maritimen Messungen muß man sich deshalb auf Stichproben beschränken, die in Anbetracht der riesigen ozeanischen Räume nur ein lückenhaftes Bild vermitteln können.

Aber selbst der Wert der so gewonnenen Ergebnisse wird in Frage gestellt durch die prinzipielle Schwierigkeit, von Bord eines Schiffes aus die atmosphärischen Verhältnisse über dem Meer richtig zu erfassen. Der Schiffskörper selbst stört die Luftströmung, das Temperatur- und Wasserdampffeld, den fallenden Niederschlag, die Strahlungsströme usw. so sehr, daß es bei vielen Problemen schwierig ist, mit Hilfe von Schiffs-

beobachtungen zu ausreichend exakten Aussagen über die behandelten Fragestellungen zu kommen.

Die zahlreichen Fehlerquellen, denen Schiffsbeobachtungen ausgesetzt sind, sind schon so häufig diskutiert worden (siehe u. a. [1], [2]), daß es sich erübrigt, an dieser Stelle ausführlicher darauf einzugehen. Aber auch Beobachtungsergebnisse, die man mit Hilfe von Masten und anderen Hilfsmitteln in Küstennähe gewinnt, können nur mit Vorsicht auf die Verhältnisse über dem offenen Meer angewendet werden.

Es ist deshalb ein wichtiges Anliegen der meteorologischen Forschung, zu störungsfreien Beobachtungen auf freier See zu kommen. Besonders deutlich wird diese Notwendigkeit, wenn man versucht, die vertikalen Wärme- und Impulsströme in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre zu erfassen, sei es durch die Methode der Fluktuationsmessung, sei es durch Messungen vertikaler Profile der Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit. Bei der Genauigkeit, mit der hier der ungestörte atmosphärische Zustand erfaßt werden muß, wirken sich die Störungen durch das Schiff besonders einschneidend aus. Das im folgenden geschilderte neue Gerät wurde deshalb zunächst für die Ermöglichung von exakten Profilmessungen auf See entwickelt. Es ist aber auch für jedes andere meteorologische Meßprogramm auf dem Ozean verwendbar und dürfte auch für manche ozeanographische Fragestellung brauchbar sein.

2. Anforderungen an einen Instrumententräger auf freier See

Für ungestörte meteorologische Messungen auf dem Meer wird ein Schwimmkörper benötigt, der außerhalb des Störfeldes von Schiffen — eventuell in der Nähe eines Forschungsschiffes — an einem vertikalen Mast Instrumente trägt. Die Meßwerte können mit Hilfe von eingebauten Registriergeräten am Schwimmkörper selbst aufgezeichnet werden oder werden über Kabel bzw. Funk auf Registriergeräte an Bord eines Forschungsschiffes übertragen. Dieser Instrumententräger muß folgende Eigenschaften haben:

a) Das Gerät darf nur eine möglichst kleine Störung des meteorologischen Feldes verursachen.

b) Es muß so robust konstruiert sein, daß es auch den starken mechanischen Beanspruchungen im Seegang gewachsen ist.

c) Der Schwimmkörper soll — je nach Größe — einen zehn bis zwanzig Meter langen Mast tragen, an dem — eventuell mit Auslegern — in verschiedenen Höhen die Instrumente (Anemometer, Temperatur- und Feuchtefühler, Wasserthermometer, Strahlungsmeßgeräte, Niederschlagsmesser u. a.) befestigt werden können.

d) Der Mast darf auch bei starkem Seegang nur wenig von der Lotrichtung abweichen, und die Oberfläche des Schwimmkörpers soll dabei nur geringen Vertikalbewegungen („Dümpeln") ausgesetzt sein und möglichst dicht über der Wasseroberfläche liegen.

Aus praktischen Gründen wurden ferner noch folgende zusätzliche Bedingungen gestellt:

e) Die Apparatur muß einen Restauftrieb von etwa 150 kg haben, damit auf See zwei Mann auf dem Schwimmkörper stehen können (für Eichungen, Montagen und andere Zwecke).

a *b*

Abb. 2. Schwimmkörper der Meßboje
a) von der Seite, *b*) von vorn

f) Das Gerät muß gute Schleppeigenschaften haben.

g) Sein Tiefgang soll variabel sein, damit auch Häfen mit geringer Wassertiefe als Operationsbasis benutzt werden können.

Für das erste von uns gebaute Gerät wurde ferner die einschränkende Bedingung gestellt, daß der Schwimmkörper mit allem festen Zubehör nicht schwerer als 1500 kg sein sollte, damit er vom Ladegeschirr des uns zur Verfügung stehenden Forschungsschiffes (s. unten) aufgenommen werden kann. Diese Bedingung erwies sich als überflüssig, weil von landfesten Kränen Gebrauch gemacht werden konnte.

3. Konstruktive Lösung des Instrumententrägers auf See

Es gelang uns, einen erfahrenen Mann der schiffbaulichen Praxis, Herrn Dipl.-Ing. R. MAUTHNER, Direktor der Staatswerft Rendsburg-Saatsee, für dieses schiffbauliche Problem zu interessieren und für den Entwurf und die Bauüberwachung zu gewinnen. Im folgenden werden die zur Lösung führenden Gedankengänge wörtlich aus dem Gutachten von Herrn MAUTHNER wiedergegeben:

„Aus finanziellen Gründen war zuerst daran gedacht worden, einen floßähnlichen Schwimmkörper zu verwenden. Zwei Pontons oder Rohre etwa, die durch eine Plattform auf Abstand gehalten werden und den Mast tragen können. Die Forderung zu 2 d) läßt eine Lösung in dieser Form nicht zu, da ein solches Floß eine zu große Stabilität hätte und allen Bewegungen der Meeresoberfläche sofort folgen würde. Außerdem ließe es sich nicht gut schleppen und wegen der beschränkten Platzverhältnisse nicht an Bord eines kleinen Forschungsschiffes nehmen. Mit einem floßähnlichen Schwimmkörper können demnach die gestellten Forderungen nicht erfüllt werden.

Für die Wahl einer zweckmäßigen Form des Schwimmkörpers liegt es vielmehr nahe, an die üblichen Seezeichen zu denken. Diese behalten selbst bei stärkerem Seegang ihre aufrechte Lage nahezu bei und werden nur durch den Gezeitenstrom geneigt, weil sie am Grund verankert sind. Die Schwimmwasserlinie sollte deshalb, ähnlich wie bei den Seezeichen, klein sein, d. h. die Boje muß bei gegebener Verdrängung eine größere Vertikal- als Horizontalausdehnung haben. Der Gewichtsschwerpunkt des ganzen Systems soll tief liegen, unterhalb des Verdrängungsschwerpunktes, damit sich der Schwimmkörper wie ein physikalisches Pendel verhält.

Die geforderte Schwerpunktslage macht die Verwendung eines tiefliegenden Gegengewichtes notwendig. Wegen der Forderung unter 2 g) und wegen der gewünschten Variationsmöglichkeit des ganzen Systems muß dieses Gegengewicht in der Höhe verschiebbar sein. Der prinzipielle Aufbau des Schwimmkörpers, der die Erfüllung der oben genannten Bedingungen erwarten läßt, liegt somit fest.

Die am einfachsten herzustellende Form eines solchen Schwimmkörpers wäre ein aufrecht stehender Kreiszylinder mit dem Durchmesser d und der Höhe h und etwa dem Verhältnis $d:h = 1:3$. Da dieser aber wahrscheinlich keine guten Schleppeigenschaften haben würde, wurde als Horizontalschnitt ein Kreiszweieck gewählt, dessen Herstellung ebenfalls noch recht einfach ist. Um den Verdrängungsschwerpunkt möglichst weit nach oben — über den halben Tiefgang hinaus — zu verschieben, wurde eine in der kleinen Horizontalachse sich nach unten (etwa kegelstumpfähnlich) verjüngende Form gewählt. Die endgültige Ausführung geht aus der Skizze (Abb. 1) hervor.

Zur Ermittlung der dort angegebenen Abmessungen wurden alle Längen (große und kleine Achse des oberen und unteren Kreiszweiecks, Höhe des Schwimmkörpers usw.), Flächen, Volumen und Gewichte als Funktionen der kleinen Halbachse des oberen Kreiszweiecks dargestellt. So ließ sich auf einfache Weise die Größe des Schwimmkörpers mit der erforderlichen Verdrängung und dem gewünschten Restauftrieb bestimmen. Ebenso konnte die Tiefenlage des Stabilisierungsgewichtes und des Verdrängungsschwerpunktes berechnet werden, deren vertikaler Abstand bestimmend ist für das Verhalten des Schwimmkörpers im Seegang.

Um Resonanz zu vermeiden, wurden Größe und maximale Tiefenlage des ausfahrbaren Gegengewichtes so gewählt, daß die resultierende Eigenschwin-

gungsdauer des Gerätes ausreichend verschieden ist von den zu erwartenden Perioden der Wellen. Die Eigenschwingungsdauer des arbeitsfähigen (mit Mast versehenen) Schwimmkörpers wurde auf etwa 10 sec festgelegt.

Unter Annahme einer Wellenlänge von etwa 50 m, einer Wellenhöhe von etwa 3,5 m, einer Wellenperiode von etwa 5,7 sec und einer Wellengeschwindigkeit von etwa 9 m/sec ergab sich theoretisch als größter zu erwartender Neigungswinkel des Mastes gegen das Lot etwa 6°.

Durch Variation der Tiefe (mit Hilfe einer Winde) und des Gewichtes (durch Zufüllmöglichkeit) des Stabilisierungskörpers ist eine Beeinflussung der Bewegungen des Schwimmkörpers möglich."

Abb. 3. Überwasserteil der Apparatur bei Schichtungsmessungen auf See (Phot. J. Holler)

Die vorgeschlagene Konstruktion beruht im wesentlichen auf dem gleichen Prinzip wie die Boje, mit der W. Shoulejkin [3] auf dem Schwarzen Meer Messungen der Windgeschwindigkeit in der Luftschicht zwischen 15 und 220 cm Wasserabstand durchführte. Auch er benutzte einen Schwimmkörper mit Stabilisierungsgewicht und Mast, nur war sein Gerät wesentlich kleiner (Tiefgang des Gewichtes — nach der von Shoulejkin angegebenen Skizze — etwa 1,95 m, der Boje 0,60 m, Höhe des Mastes 2,40 m), und das Gerät war offenbar nur bei ruhiger See verwendbar (die von Shoulejkin angegebenen beiden mittleren Windprofile zeigen Windgeschwindigkeiten von etwa 2,2 und 3,5 m/sec in 2,2 m Höhe).

Der Bau unseres Gerätes wurde nach den obigen Angaben durchgeführt[1]. Nach den Erfahrungen der ersten Versuchsfahrt auf der Kieler Förde wurde am Schwimmkörper zusätzlich eine vertikale Leitflosse zur Dämpfung von Drehbewegungen um die Vertikalachse und an der Unterseite des Gewichtes eine waagrechte Dämpfungsplatte angebracht.

[1] Den Bau besorgte die Schiffswerft E. H. Arp in Laboe bei Kiel.

Diese hat die Form der oberen Abschlußfläche des Schwimmkörpers und dient zur Verbesserung der Dämpfung der restlichen Vertikalbewegungen. Sie wurde später durch eine zweite ergänzt, die an der Oberseite des Gewichtes (50 cm über der unteren) befestigt wird.

Abb. 2 gibt eine Anschauung von dem Unterwasserteil der Apparatur. Das Befestigungsrohr des Gewichtes kann mit Hilfe der in der Abb. 2 erkennbaren Handwinde und einem Stahlseil mit Umlenkrolle auch auf

a *b*

Abb. 4. Schichtungsmessungen in der Deutschen Bucht bei 5 bis 6 Beaufort
a) Treiben, *b*) Schleppen

See auf- und abgefiert werden. Der maximale Tiefgang beträgt so etwa 7,5 m. Auf See wird das Gewicht nach Erreichen einer ausreichenden Wassertiefe auf diesen Tiefgang gebracht und dadurch die stabilste Lage der Apparatur erzielt. Aber auch bei einem Tiefgang des Gewichtes von 6 m ist die Stabilität noch so groß, daß zwei Mann auf dem Schwimmkörper arbeiten können.

Für die Befestigung der Instrumente wird ein Aluminiumrohr von 10 cm Außendurchmesser mit Steigeisen und Drahtverspannung und einer Länge von 7,5 m benutzt, das durch eine Spiere auf 9,5 m verlängert werden kann und durch einen Rohrfuß auf dem Schwimmkörper gehalten wird. Die Instrumente werden mit 2 m langen waagrechten Aluminiumspieren seitlich ausgebracht, die durch Aluminiumschellen mit dem Mast verbunden sind. Die Festigkeit der Konstruktion reicht aus, daß ein

Mann auf See bis in die Spitze des Mastes klettern und dort arbeiten kann[1].

Diesen Oberwasserteil der Apparatur zeigt Abb. 3, die anläßlich von Montagearbeiten auf See während der Profilmessungen in der Deutschen Bucht bei ruhiger See mit Dünung aufgenommen wurde.

4. Verhalten des Gerätes im Seegang

Die Meßboje wurde bisher auf drei mehrwöchigen Fahrten für Profilmessungen eingesetzt. Hierfür stellte Herr Professor Dr. G. Wüst den Forschungskutter (früher „*Südfall*", jetzt „*Hermann Wattenberg*") des Instituts für Meereskunde der Universität Kiel zur Verfügung[2].

Es wurden Windstärken von 0 bis 6 Beaufort erfaßt. Das Gerät verhielt sich im Seegang so stabil, wie es der Konstrukteur erwartet hatte. Auch bei 3,5 m hohen Wellen (ausgereifte See bei NW 5 bis 6 in der Deutschen Bucht) wich der Mast nur in einzelnen Fällen bis höchstens 10° von der Lotrichtung ab, während das Forschungsschiff gleichzeitig bis zu 45° krängte. Das vertikale Dümpeln des Schwimmkörpers erreichte dabei maximal $\pm$ 25 cm. Filmaufnahmen während der Messungen ermöglichen eine nachträgliche Analyse dieser Bewegungen. Abb. 4 zeigt zwei Photographien der Apparatur bei stärkerem Seegang (Windstärke 5 bis 6) in der Deutschen Bucht.

Die Boje folgt auch bei kurzen Wellen gut den vertikalen Wasserbewegungen, so daß die Höhe der Instrumente über der Wasseroberfläche stets eindeutig festliegt. Bei Profilmessungen z. B. erhält man dadurch mit der Apparatur Mittelwerte der Lufttemperatur, Luftfeuchtigkeit und Windgeschwindigkeit in wohldefinierten konstanten Abständen von der Oberfläche der Wasserwellen.

5. Störungsfreie Messungen

Während der Profilmessungen waren in vier bis fünf Höhen am Mast der Meßboje und in zwei Höhen auf dem Forschungsschiff Kontaktanemometer und (trockene und feuchte) belüftete Platinwiderstandsthermometer angebracht. Windgeschwindigkeit und Temperatur wurden über Kabel an Bord des Forschungsschiffes registriert. Die Messungen geschahen, während Forschungsschiff und Apparatur vor dem Wind und in der Wasserströmung trieben. Vorher wurde das Gerät mit Hilfe einer 70 m langen Perlontrosse vom Forschungsschiff in das Meßgebiet geschleppt.

Bei solchen Treibfahrten legt sich die Meßboje — 40 bis 50 m entfernt — automatisch in Luv des Schiffes. Denn der Winddruck wirkt auf das Forschungsschiff stärker als auf die Apparatur, und diese verhält sich wie ein Treibanker. Die vor den Fahrten von mancher Seite geäußerte Sorge, man würde die Apparatur nicht vom Schiff fernhalten können,

[1] Mast, Spieren und Schellen stellte die Firma „Apparate- und Maschinenbau" in Kiel-Wellingdorf her.

[2] Für diese sehr wesentliche Hilfe sage ich Herrn Professor Dr. Wüst meinen herzlichsten Dank.

erwies sich also als unbegründet. Abb. 5 zeigt ein charakteristisches Beispiel einer solchen Treibfahrt (vom Schlauchboot aus aufgenommen) in der Deutschen Bucht.

Das ganze System bewegt sich dabei langsam relativ zum Wasser. Um eine exakte Zuordnung der Windgeschwindigkeit zur bewegten Wasseroberfläche zu erhalten, wurde neben der Richtung dieser Relativ-

Abb. 5. Das System Forschungsschiff-Meßboje bei Schichtungsmessungen in der Deutschen Bucht (Phot. J. HOLLER)

bewegung auch ihre Geschwindigkeit gemessen. Dazu diente ein Schwimmkörper, der durch Zusatzgewichte so ausgewogen war, daß er genügend tief ins Wasser eintauchte, um dem Winddruck nicht ausgesetzt zu sein. Seine Relativbewegung zum Schiff ergab die gewünschte Driftgeschwindigkeit. Um einen Einblick in ihre Größe, ihre Streuung und Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit zu geben, sind in Abb. 6 die in der Deutschen Bucht gewonnenen Driftgeschwindigkeiten als Funktion der Windgeschwindigkeit in 9 m Höhe aufgetragen.

So konnten störungsfreie Profile mit klarer Zuordnung zur bewegten Wasseroberfläche gemessen werden. Abb. 7 zeigt als Beispiel gleichzeitige Viertelstundenmittelwerte der Windgeschwindigkeit u, der potentiellen

Lufttemperatur Θ und des Wasserdampfdrucks e in verschiedenen Höhen im halblogarithmischen Koordinatensystem. Die Temperaturen sind

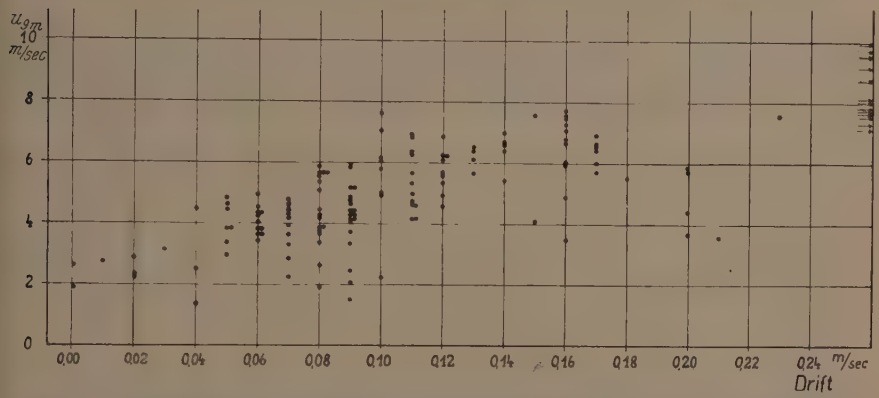


Abb. 6. Die Driftgeschwindigkeit der Meßboje als Funktion der Windgeschwindigkeit in 9 m Höhe. Deutsche Bucht, August 1957

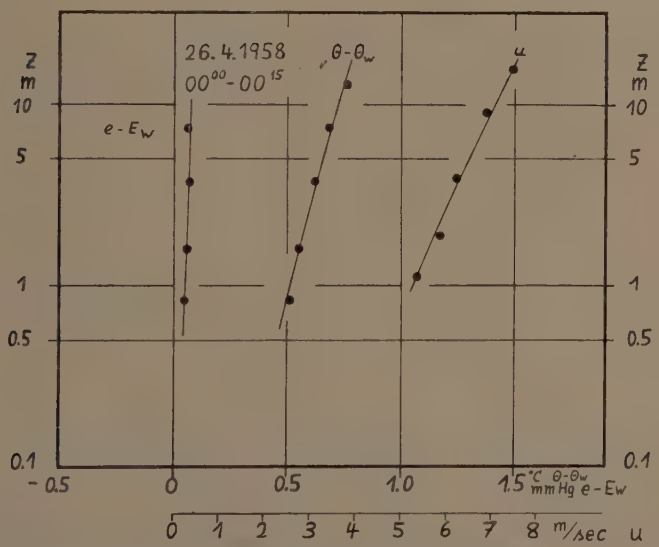


Abb. 7. Viertelstundenmittelwerte der Windgeschwindigkeit u, der potentiellen Temperaturdifferenz Luft minus Wasser $\Theta - \Theta_w$, und der Differenz Wasserdampfdruck der Luft minus Sättigungsdampfdruck bei der Wassertemperatur $e - E_w$ als Funktion der Höhe. Frühjahr 1958, Ostsee

auf die Wassertemperatur Θ_w als Nullpunkt bezogen und die Wasserdampfdrucke auf den Sättigungsdampfdruck E_w (reduziert wegen Salzgehalt), welcher der Wassertemperatur entspricht. Über die Auswertung der zahlreichen Profilmessungen wird an anderer Stelle berichtet.

6. Die Fälschung der horizontalen Windgeschwindigkeit durch den Schiffskörper

Um einen Einblick in die Fälschung der Windgeschwindigkeit durch den Schiffskörper zu erhalten, wurde auf allen Meßfahrten in zwei gleichen Höhen auf der Tonne und auf dem Schiff gleichzeitig die Windgeschwindigkeit registriert. Zur Ausschaltung von Eichfehlern wurden hierbei die

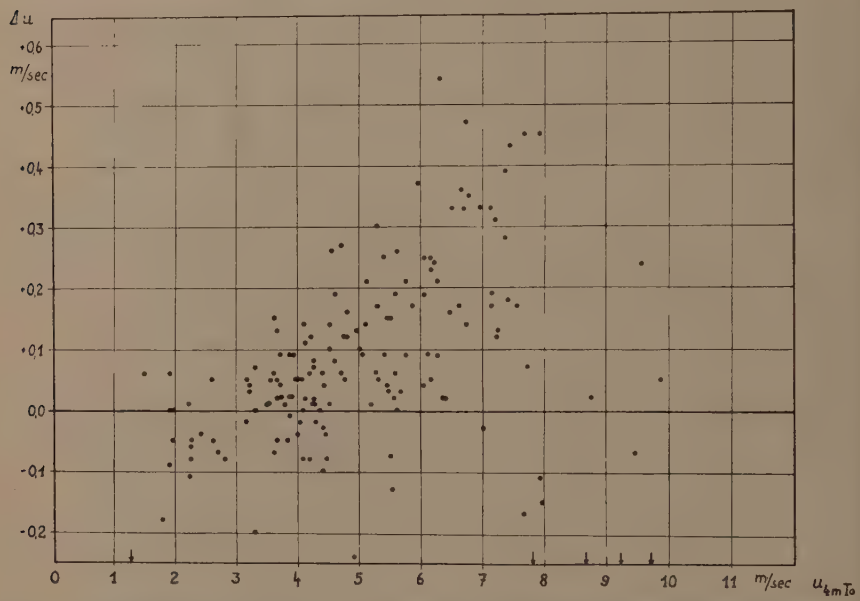


Abb. 8. Unterschied $\Delta u = u_2 - u_1$ zwischen der auf dem Forschungsschiff gemessenen Windgeschwindigkeit u_2 (Mast vorn am Bug, 9 m Höhe) und der ungestörten Windgeschwindigkeit u_1 (Meßboje 9 m) als Funktion der Windgeschwindigkeit in 4 m Höhe. Deutsche Bucht, August 1957

Kontaktanemometer gelegentlich ausgetauscht. Das Ergebnis einer solchen Meßserie (Messungen in der Deutschen Bucht) zeigt die Abb. 8. Die Differenz gleichzeitiger Viertelstundenmittelwerte der Windgeschwindigkeit in 9 m Höhe auf Schiff und Tonne ist als Funktion der Windgeschwindigkeit in 4 m Höhe dargestellt. Die Größe der Störung des Strömungsfeldes durch das Schiff und ihre Variation wird so recht anschaulich. Eine nähere Darstellung dieses Problems erfolgt ebenfalls später. Die Abbildung soll nur veranschaulichen, wie notwendig Messungen außerhalb der Störzone von Schiffen sind.

7. Schlußbemerkung

Die Verwendung einer vom Schiff getrennten Apparatur bringt eine erhebliche Komplizierung der Messungen mit sich. Das von uns gewählte Gerät kann nur mit geringer Geschwindigkeit geschleppt werden,

sonst könnten die Kabel trotz ihrer Stahlbewehrung Schaden erleiden, wodurch die notwendige Genauigkeit der Temperaturmessung mit Widerstandsthermometern in Frage gestellt würde. Die Fertigmontage der Apparatur dauert — einschließlich sorgfältiger Verkabelung — mehrere Tage. Es kann zwar auf See an dem Gerät montiert werden, und es wurden auch gelegentlich draußen die Eichungen der Instrumente überprüft (hierbei leistete als Verbindung zwischen Schiff und Apparatur ein Schlauchboot mit Außenbootsmotor gute Dienste), bei stärkerem Seegang ist das aber nicht einfach.

Wir haben diese Nachteile in Kauf genommen, weil zur Zeit kein bequemeres Hilfsmittel für die geforderten exakten Messungen zur Verfügung steht. Das Prinzip des neuen Gerätes und die von uns gewählte Form hat sich auf See bewährt. Es ist zu hoffen, daß weitere Verbesserungen auch den Gebrauch noch vereinfachen werden.

Literatur

1. Dietrich, G.: Über systematische Fehler in den beobachteten Wasser- und Lufttemperaturen auf dem Meere und über ihre Auswirkung auf die Bestimmung des Wärmeumsatzes zwischen Ozean und Atmosphäre. Dtsch. Hydrogr. Z. **3**, 314—324 (1950).
2. Wüst, G.: Wasserdampf und Niederschlag auf dem Meere als Glieder des Wasserkreislaufs. Dtsch. Hydrogr. Z. **3**, 111—127 (1950).
3. Shoulejkin, W.: The Evaporation of Seawater and the Thermal Intercourse between the Sea and Atmosphere. Gerl. Beitr. Geoph. **20**, 99—122 (1928).

551.510.534

(Lichtklimatisches Observatorium Arosa)

Vertical Ozone Distribution from Umkehr Observations[1]

By

Hans Ulrich Dütsch

With 4 Figures

Summary. Vertical ozone distributions have been computed from Umkehr observations for more than 30 cases on a digital electronic computor using first and second order terms of a series expansion in the ozone content of nine atmospheric layers. The method has been checked by recomputing some Umkehr curves from the calculated vertical distribution. The influence of correcting terms for higher order scattering proposed by RAMANATHAN on the results obtained by this method is discussed. Attention must further be given to errors in the computed vertical distribution which can arise from ozone changes within the time of observation.

While variations with season of the ozone content at heights above 25 km are relatively small and in good agreement with the photochemical theory the differences between spring and fall are very large below 20 km. They are without any doubt produced by air currents (i. e. general circulation).

Zusammenfassung. Für mehr als 30 Einzelfälle wurde die vertikale Ozonverteilung aus Umkehrbeobachtungen (Zenitstreulicht) mit Hilfe einer digitalen elektronischen Rechenmaschine berechnet, wobei Glieder erster und zweiter Ordnung einer Reihenentwicklung nach dem Ozongehalt der neun Schichten, in welche die Atmosphäre aufgeteilt wird, verwendet wurden. Die Methode wurde geprüft, indem Umkehrkurven aus den so bestimmten vertikalen Ozonverteilungen rückwärts berechnet wurden. Ferner wurde untersucht, wie sich die von RAMANATHAN zur Berücksichtigung der Mehrfachstreuung eingeführten Korrekturen auf die Resultate dieser Auswertung auswirken. Spezielle Aufmerksamkeit verlangen die Fehler, die in der berechneten Ozonverteilung entstehen können, wenn sich der Ozongehalt

[1] This paper represents Scientific Report No. 2 on "Ozone and General Circulation in the Stratosphere."

The research reported in this document has been sponsored by the Geophysics Research Directorate of the Air Force Cambridge Research Center, Air Research and Development Command, United States Air Force, through the European Office, ARDC, under Contract No. AF 61 (514)—905.

während der zur Aufnahme einer Umkehrkurve nötigen Beobachtungszeit ändert.

Während die Schwankungen des Ozongehaltes mit der Jahreszeit in Höhen oberhalb 25 km relativ klein sind und in guter Übereinstimmung mit der photochemischen Theorie stehen, findet man unterhalb von 20 km sehr große Änderungen vom Frühjahr zum Herbst, die ohne Zweifel durch die Einwirkung von Strömungen, somit durch die allgemeine Zirkulation, bedingt sind.

Résumé. On a calculé pour plus de trente cas particuliers la répartition verticale de l'ozone à partir de l'effet de GÖTZ se rapportant au rayonnement zénithal diffus, en décomposant l'atmosphère en neuf couches et en ne retenant que les termes du 1er et du 2e degré d'un développement en série. Les resultats furent contrôlés par un calcul inverse à partir des répartitions ainsi obtenues. On a en outre étudié l'effet des corrections de dispersion multiple de RAMANATHAN. Il faut particulièrement prendre garde aux erreurs naissant du fait que la teneur en ozone peut varier au cours d'une observation.

Si les variations en teneur d'ozone au cours de l'année au-delà de 25 km. sont relativement faibles et s'accordent avec la théorie photochimique, au-dessous de 20 km. par contre on observe entre le printemps et l'automne de grandes différences dues sans doute a l'action de courants et de la circulation atmosphérique générale.

Description of Method

For a long time the mathematical difficulty and the very large computational effort connected with the evaluation of any single distribution from so-called Umkehr observations (GÖTZ effect) has almost prevented the application of this method at least for larger numbers of cases. Only RAMANATHAN's group [5, 7] in India overcame this difficulty by the construction of tables which allow the computation of the vertical ozone distribution from Umkehr measurements along the lines of the synthetic method (method B [4]); these tables however were not available until very recently. As we decided three years ago to start Umkehr observations at Arosa on a routine basis for getting material useful for meteorological research, it was therefore clear that the development of a new evaluation method had to be started at the same time.

The intention was to adjust the problem to a quasi objective solution by a digital electronic computer. For this purpose we tried to linearize the in reality non-linear problem of distributing the atmospheric ozone in agreement with the Umkehr curve into a certain number of layers in a way that would allow a solution by an iterative process on the machine.

Let J and J' be the intensities of the two wavelengths of a pair observed by the Dobson instrument for the actual ozone distribution and $N \equiv \log \frac{J}{J'}$ while J_0, J_0' and N_0 are the corresponding values belonging to an assumed standard ozone distribution, x_r the ozone content of layer r and $x_{r,0}$ the corresponding standard value whereby f_r is defined as $f_r \equiv \frac{x_r}{x_{r,0}}$. Then one gets by series expansions for $\Delta N \equiv N - N_0$ as function of sunheight z:

$$\Delta N_z = \sum_{r=1}^{n} \alpha_{r,z} \cdot (f_r - 1) + \underbrace{\frac{1}{2} \sum_{r=1}^{n} \sum_{s=1}^{n} A_{r,s,z} \cdot (f_r - 1) \cdot (f_s - 1)}_{\equiv K_z} \qquad (1)$$

$$\text{Where } \alpha_{r,z} \equiv 0{,}434 \cdot \frac{\partial N_z}{\partial f_r}$$

and

$$A_{r,s,z} \equiv 0{,}434 \left\{ \frac{1}{J_{0,z}} \frac{\partial^2 J_z}{\partial f_r \cdot \partial f_s} - \frac{1}{J_{0,z}{}^2} \frac{\partial J_z}{\partial f_r} \cdot \frac{\partial J_z}{\partial f_s} - \frac{1}{J'_{0,z}} \frac{\partial^2 J_z'}{\partial f_r \cdot \partial f_s} + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{J'_{0,z}{}^2} \frac{\partial J'_z}{\partial f_r} \cdot \frac{\partial J'_z}{\partial f_s} \right\}$$

$f_r - 1 = \Delta f_r$ represents the relative deviation from the standard distribution in layer r and is as such a measure of the ozone content of that layer.

If we neglect terms higher than first order this is a set of linear equations for the unknowns $f_r - 1$. A more accurate solution can be obtained by taking into account also the second order terms by using an iterative procedure

$$\Delta N_z - K_z{}^{(i-1)} = \sum_{r=1}^{n} \alpha_{r,z} (f_r - 1)^{(i)} \quad \text{with } K_z{}^{(0)} = 0 \qquad (2)$$

i = number of approximation.

The iteration is stopped if $\sum_{z=1}^{m} (K_z{}^{(i)} - K_z{}^{(i-1)})$ becomes smaller than a certain fixed value ε.

The constants used in these computations $N_{0,z}$, $\alpha_{r,z}$ and $A_{r,s,z}$ have been tabulated with an electronic computer. Considering the values of $\alpha_{r,z}$ it was found that for computing the vertical ozone distribution the atmosphere can be divided into 9 layers according to Fig. 1.

The lowest layer which is almost identical with the troposphere cannot be further subdivided because the values of $\alpha_{r,z}$ for the halves of this layer would be too similar to each other. The same thing holds true for the top layer (above 1,94 mb, i. e. above about 42,5 km) at least as long as no observations at negative sunheights are included in the computation which has not as yet been done.

It was further found that it is not possible to solve for the ozone distribution by using one set of nine linear equations. Because of the inherent inaccuracy of the measurements and especially because of the effective nonlinearity of the problem a fully accurate agreement between computed and observed curves cannot be imposed. The distribution has to be found by solving two sets of 4 to 5 linear equations for the ozone content in the corresponding number of overlapping layers and by obtaining the final distribution into 9 layers by taking the means of these results[1]. It is

[1] A more detailed description of this procedure was given in Scientific Report No. 1, Ozone and General Circulation in the Stratosphere [2].

further not self-evident what points (sunheights) on the Umkehr curve shall be used for such computations. We therefore worked with two or three combinations as described above and accepted as final distribution the mean of these results. In this choice of points from the Umkehr curve and the way they are combined in the described prodecure remains some of the subjectiveness which has been said [3] to be attached to the evaluation of Umkehr observations. After this—subjective—decision is once made the machine delivers a unique solution.

Convergence

Using the method described above we evaluated about 35 single cases. If the total amount did not deviate much from that of the assumed standard distribution we found rapid convergence. With bigger deviations this becomes slower, especially for cases with low total amounts. In two cases we had no convergence at all, at least within reasonable computation time. Nevertheless a vertical distribution could be found as the mean of the last approximations.

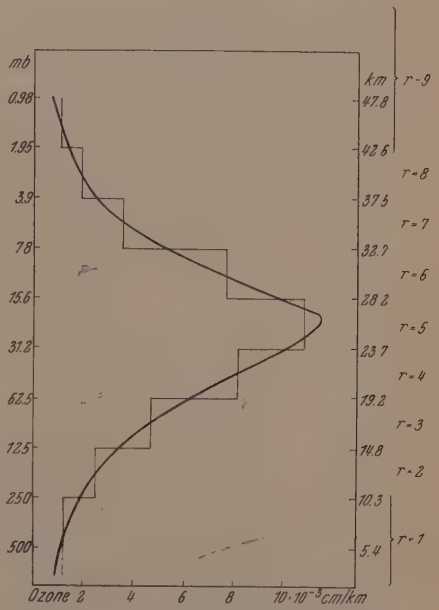


Fig. 1. Block distribution of atmospheric ozone into 9 layers as given by the computation and smoothed curve (Arosa, 17. 11. 1956 p. m.)

Influence of Second Order Terms

In the evaluation procedure 70–90% of the computer time is used in introducing the correcting term K_z (second order terms) in an iterative process. It is therefore of some interest to judge the importance of the correction obtained that way by comparing the final results with those found by using first order derivatives only (first approximation).

If the actual distribution does not deviate much from the standard one the changes are naturally small because the correction terms stay small. But also in January for instance when the ozone content between 25 and 40 km is appreciably smaller than in the standard distribution, the differences are still rather unimportant (see Fig. 2 *a*).

On the other hand in cases with very low ozone content in low layers (late summer and fall) the shape of the distribution becomes obviously quite wrong if the corrections are neglected (see Fig. 2 *b*). Somewhat smaller but still important are the differences in cases of high ozone content in early spring (Fig. 2 *c*). This leaves no doubt that it is essential to apply such corrections.

Total Amount

In contradiction to all earlier evaluation methods for vertical ozone distribution from Umkehr curves (synthetic and analytic) the total amount measured at the same time by direct sun observations is not used in the procedure described here. Its comparison with that found from the computed vertical distribution can therefore be used as a check. We

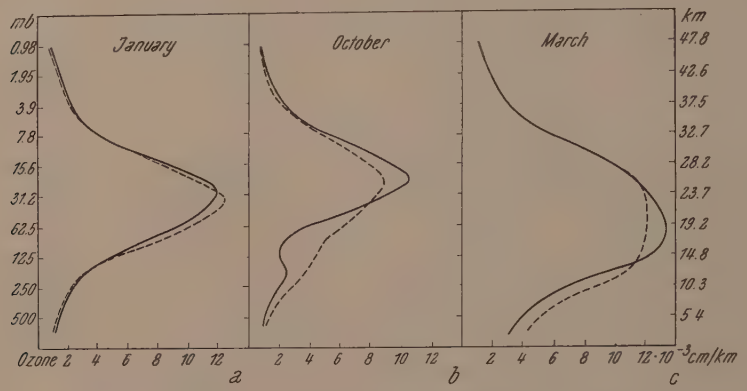


Fig. 2. Influence of second order terms on the vertical distribution of ozone (monthly means)

——— computed by taking into account second order terms too (successive approximation)
– – – – computed from first order terms only (system of linear equations)

found good agreement (within one to three per cent) if the total amounts were not more than 10% above or 20% below the standard value (250.6 Dobson units)[1].

With extreme values of the total amount on the other hand we got larger deviation which were consistently positive with high ozone values and negative with low amounts, rising to about 10% in very extreme cases.

It is possible to adjust the computed total amounts to the measured ones by changing the instrumental constant used in the computation, i. e. by shifting the whole curve. A displacement of the curve by one dial unit of the Dobson instrument changes the computed total amount by about 4 Dobson units, whereby this change is almost entirely produced by ozone variations in the lowest 15 km. Whether such adjustments should be done or not in case of large deviations has to be further investigated.

[1] All ozone values given here are still in the old scale (absorption coefficients after NY and CHOONG [6]) because all constants used in the evaluation procedure had been computed that way. For comparison with the present scale (absorption coefficients after VIGROUX [9]), these results have to be multiplied by 1.33.

Check of Method

For testing the accuracy of this evaluation method we recomputed for single cases the Umkehr curves from the calculated vertical distribution using the same formula from which the standard curve had initially been computed [2] and compared these with the observed curves. The results are given by Table 1.

Table 1. *Differences between Observed and Recomputed Umkehr Curves*

Case	1	2	3	4	5	6
z	4. 5. 1956	9. 8. 1956	17. 4. 1957	17. 11. 1956	13. 3. 1956	14. 10. 1956
90°	— 0.6	— 3.7	— 0.8	— 0.8	— 0.1	— 2.2
89°	0.0	— 1.4	+ 0.1	— 0.3	+ 0.8	— 1.6
88°	— 0.2	— 1.5	0.0	— 0.1	+ 1.0	— 1.0
86.5°	0.0	— 0.8	+ 0.2	+ 0.1	+ 0.7	— 0.4
85°	— 0.3	— 0.9	+ 0.2	— 0.1	+ 0.5	— 1.6
83°	+ 0.2	— 0.6	+ 0.1	+ 0.2	+ 0.5	— 0.8
80°	0.0	— 0.6	+ 0.3	— 0.1	+ 0.8	— 0.5
77°	— 0.2	0.0	+ 0.2	+ 0.3	+ 0.2	— 0.8
74°	+ 0.3	— 0.6	+ 0.1	+ 0.1	— 0.7	0.0
70°	+ 0.2	— 0.4	— 0.5	— 0.3	+ 0.2	— 0.4
65°	— 0.5	— 0.4	+ 0.6	+ 0.3	+ 0.6	+ 0.1
60°	— 0.1	— 0.6	+ 0.6	—	+ 1.0	— 1.3
50°	+ 0.2	— 0.6	— 0.2	—	+ 0.4	—
Mean deviation	± 0.22	± 0.93	± 0.30	± 0.25	± 0.58	± 0.87

In three cases (1, 3 and 4) the agreement is rather satisfactory, the deviations are not larger than the inaccuracies of the measurements. All three cases are not extreme. The deviation of the total amount from that of the standard distribution is smaller than 20% and at the same time the computed total amount does not differ more than 3% from the observed value. No. 4 is a case with rather high ozone content. Here the deviations are a bit larger but they are still tolerable (being smaller for instance than those allowed in RAMANATHAN's method [8]). 2 and 6 were both days with very low ozone content (especially very low concentration below 20 km); these two results are not satisfactory. Control computation showed that this disagreement is only to a small extent caused by the neglect of terms higher than second order in the series expansion but substantially by the attempt to subdivide the lowest 15 km in two layers. If this is not done the differences become not larger than in case 4.

One may want to subdivide the lowest 15 km even in cases where the total amount is below 200 or above 280 units (which is very desirable for application to meteorology). Some changes of the method described will then be necessary. Two ways may be appropriate:

1. Tables for two additional standard distributions may be set up and applied in the evaluation work, one for very low ozone values and one for high ones. These standard distributions would only differ from each other in ozone content below 31 mb (24 km). In reducing by this the

deviations from the standard distribution, the K_z, the correction terms in equation 1, would become smaller which would also lead to a faster convergence of the iteration.

2. Other combinations of ΔN_z may be applied in the evaluation. Instead of using combinations of two sets of 4 or 5 linear equations, combinations of three sets of 3 or 4 equations could be tried.

Secondary Scattering

An important problem in connection with the evaluation of vertical ozone distribution from Umkehr observations is the influence of higher order scattering. In the computation discussed here only primary scattering has been taken into account. RAMANATHAN gives in his manual [8] for the evaluation of Umkehr observations by method B empirical corrections which have to be applied to the observations on wave-length pair C of the Dobson instrument. We tested the influence which these corrections have on our results by recomputing some cases that way. In Fig. 3 the means of 4 distributions computed with and without that correction are compared. While ozone is added below 62.5 mb and especially below 125 mb, a smaller content is found in all higher levels, particularly above 35 km.

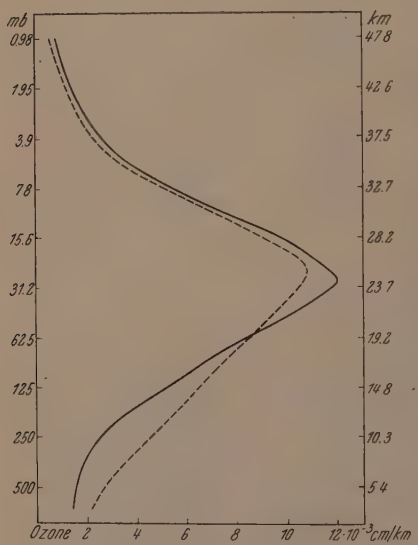


Fig. 3. Influence of multiple scattering on the vertical distribution of ozone

——— computed with the assumption of primary scattering only

- - - - computed with corrections after RAMANATHAN (means from four cases)

Errors Arising from Ozone Changes During the Time of Observation

A good deal of the evaluations which are at our disposal at present have been made from observations which are in close succession. From Table 2 it becomes obvious that within 12 hours quite large changes are occurring also in high layers, sometimes without much change in the total amount, i. e. coupled with reversed changes in other layers. This could occur by rather strong divergence and convergence (vertical currents) or strong windshear in the vertical. While there is hardly any doubt on the usefulness of the mean values obtained by this method (they compare well with our knowledge from direct observations and also with the results of the photochemical theory) it would be very helpful to confirm such fast changes by direct intercomparison with other methods (especially direct ones). We hope that the first attempt of this sort which has been made at

Arosa in July/August 1958 will give us some useful indication in this direction.

In the lowest 15 km however some judgement is possible from our present knowledge. The changes which occurred in January seem to show a reasonable correlation with the changes of the total amount and the development of the weather situation, perhaps with the exception of the afternoon of the fifth. The same can be said about the observations in February (with the exception of the afternoon of February 22nd). In April on the other hand the results on the troposphere look doubtful, especially on the 16th. From the simultaneous measurements of the total amount there is evidence that rather large ozone changes took place during the time in which the Umkehr curves were taken. One of the main assumptions in the evaluation of Umkehr curves is the constancy of the ozone content of all layers during that time (3—4 hours). If this is not fulfilled a distortion of the computed vertical distribution will result. It will hardly be possible to correct fully for such errors. Check computations on the sort of errors thus occuring have yet to be done.

These changes within the observation time appear to be the biggest difficulty for work on vertical distribution done with the Umkehr method. Especially the study of the development of the vertical distribution within single weather situations will be rendered more difficult by the incertainties introduced by this effect. On the other hand these errors will probably to a large extent cancel out in means over months (which are important in connection with research on the general circulation) and also —somewhat less certainly—in a statistical approach to the relation between vertical ozone distribution and weather situation. The application of Umkehr measurements to meteorological research must be adapted to these facts if no erroneous conclusions are to be made. To suppress such errors fully one had to change Umkehr observations from taking measurements on one wavelength pair as a function of time to simultaneous observations on a large number of wavelengths.

Seasonal Trend

The cases which have been evaluated in this first set have been chosen especially with the aim of testing the method. Therefore a good number of rather extreme cases were included. In addition we wanted to see the development of the vertical distribution within short periods (uniform weather situation). Therefore the eight January values were all taken within 5 successive days in early January 1956, the February cases during the extended period of extreme cold in 1956 and from the five April curves four are from two successive days. It is quite clear therefore that monthly means computed from this quite restricted number of evaluations cannot yet be representative at least in the lower layers. Further, they are also not distributed equally enough over the year to show fully the seasonal trend; especially in summer there is a big gap. This must be kept in mind in the following short discussion.

The most striking feature is represented by the very large changes with the seasons in the troposphere and the lowest stratosphere, below 20 and particularly below 15 km. These are the layers where photochemical action is very slow so that its influence is even over long periods fully overruled by that of the general circulation. In good agreement with our present knowledge a pronounced maximum in early spring is shown. It is certainly overestimated here because of the choice made of cases in February and March. In fall on the other hand the ozone content in these layers becomes very small.

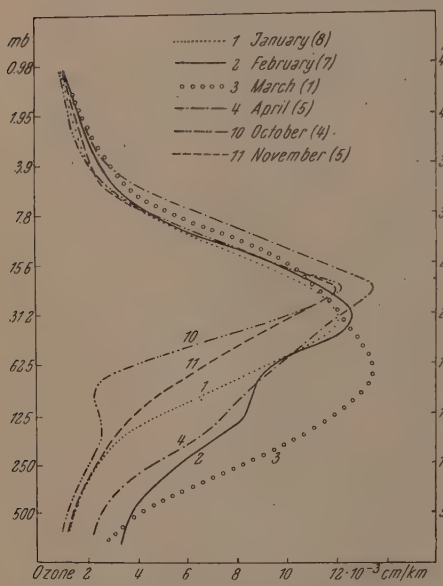


Fig. 4. Monthly means of vertical ozone distribution. In brackets number of single cases included in the means

Above the region of the ozone maximum the seasonal variations become smaller (30% or less of the mean value instead of 200% or more in low layers). In addition around 30 km the maximum is shifted to late spring or summer. Its exact position cannot be fixed because of the lack of data in that time of the year (no evaluation of vertical distributions in June or July have been made). This behaviour is in good agreement with the results of the photochemical theory [*1*]. Also the amount of the difference between winter and summer (around 30% at 30 km) is almost the same as given by the theory. Still higher up is some indication of a back-shift of the maximum to spring (also in agreement with the theory), the amplitude staying somewhat higher than in the theory. This indicates that above about 25 km the ozone is at least in the mean controlled by photochemical action.

Influence of Weather Situation

It is too early to discuss on this restricted (and not really finally evaluated) material the influence of air masses on vertical distribution. Only some remarks in this respect may be made therefore. One thing that becomes evident is the very high ozone content below 15 km connected with arctic air masses (13, 21, 22 February, 13 March). An interesting feature is also the very low ozone value between 15 and 24 km on May 27, 1956. On that day values were found in these heights which seem to be normal for late summer or fall (see August 9 and October values). They were connected with advection from the Mediterranean.

Table 2. *Vertical Ozone Distribution in Single Cases*[1]

Date \ Layer	1 below 250 mb	2 250 to 125	3 125 to 62.5	4 62.5 to 31.2	5 31.2 to 15.6	6 15.6 to 7.8	7 7.8 to 3.9	8 3.9 to 1.95	9 1.95 to 0.98	Total amount obs.	comp.
3. 1.56 p. m.	2.90	5.42	8.75	12.11	9.80	5.71	3.21	1.95	1.13	239	247
4. 1.56 a. m.	1.64	3.18	6.30	10.43	10.70	6.15	2.70	1.97	1.38	214	212
4. 1.56 p. m.	1.37	2.65	8.53	9.96	9.67	6.67	2.95	1.74	1.29	213	213
5. 1.56 a. m.	2.59	4.85	6.43	10.10	10.90	6.60	2.72	1.77	1.28	224	228
5. 1.56 p. m.	1.21	2.35	8.04	12.42	10.92	6.65	3.32	1.89	1.18	229	226
6. 1.56 a. m.	0.70	1.36	6.19	11.86	12.79	6.85	2.49	2.00	1.57	221	215
6. 1.56 p. m.	0.66	1.27	7.15	11.90	12.20	7.09	2.77	1.82	1.37	219	216
7. 1.56 p. m.	2.38	4.91	8.23	12.00	11.21	6.37	2.87	1.82	1.20	241	246
3. 2.56 a. m.	4.53	8.73	10.35	11.80	11.26	7.37	3.27	2.01	1.45	278	298
1. 2.56 a. m.	4.88	8.52	9.06	12.70	11.80	6.77	2.53	2.07	1.65	283	304
2. 2.56 a. m.	5.26	9.82	10.50	10.32	10.50	7.90	2.65	2.07	1.41	271	296
2. 2.56 p. m.	5.61	6.31	5.30	12.70	13.59	6.32	2.34	2.13	1.82	271	283
4. 2.56 a. m.	2.64	6.60	10.59	12.30	10.71	7.23	3.79	2.20	1.34	266	275
5. 2.56 p. m.	3.01	4.33	6.39	11.70	12.20	6.92	3.05	2.13	1.50	249	250
6. 2.56 a. m.	2.67	5.84	8.60	11.53	10.28	6.70	3.85	2.27	1.30	251	255
3. 3.56 a. m.	4.55	10.41	13.07	12.80	11.31	7.88	3.75	2.26	1.48	301	328
9. 4.56 p. m.	3.33	6.54	8.37	10.85	14.28	11.00	4.75	2.04	1.33	291	301
6. 4.57 a. m.	1.80	7.95	12.29	11.41	11.50	8.85	4.11	2.11	1.34	279	289
6. 4.57 p. m.	4.57	7.47	6.85	9.07	12.70	9.55	4.23	1.92	1.14	264	278
7. 4.57 a. m.	1.89	3.82	7.36	12.89	13.73	8.69	3.99	2.17	1.32	265	265
7. 4.57 p. m.	2.74	6.02	8.60	11.01	11.80	8.69	4.40	2.09	1.12	268	271
4. 5.56 p. m.	1.12	2.69	8.21	11.26	11.77	7.97	4.53	2.12	1.06	256	247
7. 5.56 a. m.	2.19	4.32	2.41	5.52	14.40	10.73	3.49	1.42	1.11	226	219
9. 8.56 a. m.	1.61	1.52	2.28	6.94	11.69	8.48	3.78	1.54	1.18	197	188
9. 10.56 p. m.	2.95	5.13	3.31	4.97	10.47	9.00	4.66	1.65	0.66	206	209
0. 10.56 a. m.	1.42	2.00	1.98	8.20	12.82	7.74	2.67	1.73	1.40	196	192
4. 10.56 a. m.	1.05	1.02	1.01	5.70	11.81	7.47	2.40	1.60	1.38	176	162
5. 10.56 a. m.	0.43	1.60	3.67	8.30	9.77	5.60	2.73	1.66	1.16	182	164
1. 11.57 a. m.	0.76	1.47	2.95	6.65	11.23	6.88	2.07	1.96	1.63	190	170
3. 11.57 a. m.	1.72	3.31	6.05	10.39	11.90	6.95	2.69	1.95	1.51	228	222
3. 11.57 p. m.	1.49	2.89	6.64	10.74	11.24	7.11	3.40	2.05	1.45	231	225
7. 11.56 a. m.	2.37	4.63	4.61	7.16	10.98	7.03	2.25	1.91	1.36	206	206
7. 11.56 p. m.	1.25	2.42	4.72	8.23	10.89	7.75	3.63	1.76	1.18	206	200

[1] All ozone concentrations in this table are given in units 10^{-3} cm/km. It was assumed that the layer between 1.95 and 0.98 mb contains 65% of all ozone above 1.95 mb. — The total amounts are expressed in Dobson units (10^{-3} cm).

Day to Day Variations

The deviation of single values from the monthly means are largest in the lowest layers up to 19 km. This is not surprising because in these levels the ozone distribution is mainly governed by air currents and photo-

chemical action has no short time influence at all. The present material is not large enough to allow full discussion of the seasonal trend of this variability. The changes are decreasing upwards. We find a minimum around 40 km where the mean deviation from the monthly averages is only 4%. Changes at this height are damped out rather fast by photochemical action and at the same time horizontal and vertical gradients of the mixing ratio ozone/air are rather small, so that the influence of air currents is not very large anyhow.

On the other hand changes around 35 km seem to be larger than above and below. In four out of five months for which statistics could be made this behaviour was found. It occurs in a layer with high negative vertical gradient of the mixing ratio what means in a region where vertical currents are very effective in changing the ozone content. For comparison it might be added that the variability between 19 and 24 km just below the ozone maximum has a pronounced peak in fall when the positive gradient of the mixing ratio in this layer becomes much larger than in other seasons.

In the top layer above 42 km the variability increases again. Whether this is real cannot as yet be decided from this limited material. It could be simulated by the uncertainty which is introduced by the neglect of higher order scattering, neglect which probably has high influence on the results on this top layer. If it is real there are two possible explanations: these changes could be caused by vertical currents; the negative vertical gradient of the mixing ratio is probably again large at these heights so that dynamic processes may still sometimes overrule photochemical action (which moreover does not work at night). But these variations could also be called forth by changes in UV-radiation connected with solar activity. If there is an influence of solar activity on atmospheric ozone it will be for photochemical reasons in this top layer. For clearing up this important question it would be very desirable to introduce at least secondary scattering into the evaluation of the large amount of observational material which has been obtained at Arosa during the last three years.

References

1. DÜTSCH, H. U.: Das atmosphärische Ozon als Indikator für Strömungen in der Stratosphäre. I. Die photochemischen Grundlagen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **9**, 87 (1956).
2. DÜTSCH, H. U.: Evaluation of the Umkehr Effect by Means of a Digital Electronic Computor. Scientific Report No. 1: Ozone and General Circulation in the Stratosphere. Zürich, 1957.
3. GÖTZ, F. W. P.: Die vertikale Verteilung des atmosphärischen Ozons. Ergebnisse kosm. Physik, **3**, Leipzig, 1938.
4. GÖTZ, F. W. P., A. R. MEETHAM and G. M. B. DOBSON: The Vertical Distribution of Ozone in the Atmosphere. Proc. Roy. Soc. A **145**, 416 (1934).
5. KARANDIKAR, R. V., and K. R. RAMANATHAN: Vertical Distribution of Atmospheric Ozone in Low Latitudes. Proc. Ind. Acad. Sci. **78**, 625 (1952).

6. Ny Tsi-Ze et Choong Shin-Piaw: L'absorption de la lumière par l'ozone entre 3050 et 3400 Å. C. R. Acad. Sci. Paris **195**, 309 (1932).
7. Ramanathan, K. R., and R. N. Kulkarni: Height Distribution of Atmospheric Ozone. Proc. Ind. Acad. Sci. A **37**, 321 (1953).
8. Ramanathan, K. R., and J. V. Dave: The Calculation of the Vertical Distribution of Ozone by the Götz Umkehr Effect (Method B). Ahmedabad, 1957.
9. Vigroux, E.: Contribution à l'étude expérimentale de l'absorption de l'ozone. Thèse, Paris, 1953.

551.577.11

Zur linearen Anordnung nicht frontal gebundener Niederschlagszellen

Von

G. Malkowski, Berlin-Dahlem

Mit 7 Textabbildungen

Zusammenfassung. Die möglichen Ursachen der linienhaften Anordnung von Schauern in einer homogenen Luftmasse werden erörtert.

Summary. Possible causes of linear arrangement of showers in a homogeneous air mass are discussed.

Résumé. L'auteur discute les causes possibles de la disposition linéaire d'averses dans une masse d'air homogène.

Bei Schauerlagen kann man mit einem PPI-Radargerät[1] häufig die Beobachtung machen, daß sich Schauerechos linienhaft anordnen, obwohl keine erkennbare Front vorhanden ist. Auf diese Tatsache hat schon SEILKOPF 1930 auf Grund von Flugzeugbeobachtungen hingewiesen und sie durch reibungsbedingte Stromfeldkonvergenzen in einer thermisch instabilen, aber sonst homogenen Luftmasse zu erklären versucht [*1*].

Abb. 1 zeigt den markanten Fall einer derartigen Schauerreihe vom 21. April 1958, aufgenommen mit dem Berliner Wetterradargerät. Diese Schauerreihe trat in der homogenen Rückseitenkaltluft einer über der mittleren Ostsee liegenden Zyklone auf, deren Kaltfront schon in den Morgenstunden Berlin überquerte und zum Zeitpunkt der in Abb. 1 wiedergegebenen Aufnahme bereits die Mainlinie erreicht hatte. Der Durchzug dieser Schauerreihe in Berlin-Dahlem machte sich im Verlauf der meteorologischen Elemente nur wenig bemerkbar: der Stationsbarograph zeigte keine Änderung im Luftdruckverlauf, nur der Mikrobarograph zeigte eine 8 Minuten anhaltende Druckzunahme von 0,2 mb, der Wind drehte von 280° auf 330° und wieder zurück auf 280°, die mittlere Windstärke nahm von 10 Knoten auf 7 Knoten ab (Stabilisierung durch den einsetzenden Niederschlag), stieg aber nach der Passage der

[1] Plan Position Indicator = Panorama-Gerät.

Schauerreihe wieder auf 10 Knoten an, die Temperatur sank von 10,3 auf 9,1° C, ging aber anschließend wieder auf den alten Wert und dar-

Abb. 1. Die Schauerreihe vom 21. April 1958 über Berlin, 12 Uhr MEZ. Bereich 50 km

über (Niederschlagseffekt), die relative Feuchte nahm von 75 auf 90% zu, um dann wieder auf den alten Wert zurückzugehen (ebenfalls Niederschlagseffekt). Es fiel nur 0,4 mm Regen in 15 Minuten. Die Streichrichtung dieser Schauerlinie betrug 280°, was der Höhenströmung in 700 mb entspricht[1], die Zugrichtung jedoch war 310°, die Zuggeschwindigkeit 55 km/h.

Abb. 2. Orographische Entstehung einer Schauerreihe

Dieses Beispiel einer nicht frontal bedingten Schauerreihe zeigt, daß es in der Atmosphäre Effekte geben muß, die eine derartige lineare Konstellation von Niederschlagszellen bewirken. Da die Schauerreihen gewöhnlich in Richtung der mittleren Höhenströmung der unteren Troposphäre (850 bis 500 mb) orientiert sind (sofern der Wind mit der Höhe

[1] Höhenwind Berlin von 06 Uhr GMT.

nicht allzusehr dreht) bzw. mit dieser nur kleine Winkel einschließen, liegt es nahe, die Entstehungsursache der Schauerreihen in Mechanismen zu suchen, die primär mit der Höhenströmung gekoppelt sind. Im folgenden sollen einige Effekte besprochen werden, die zur Ausbildung von Schauerreihen führen können. Wenn dabei von „der" Höhenströmung die Rede ist, so soll damit eine mit der Höhe wenig veränderliche

Abb. 3

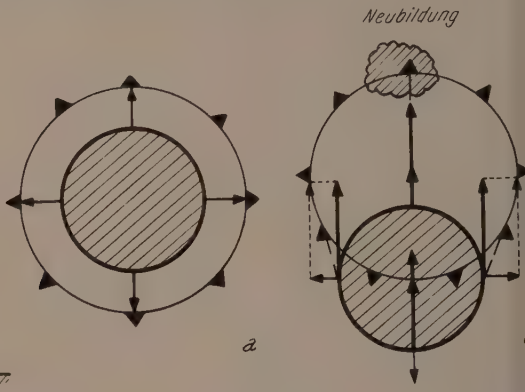


Abb. 4

Abb. 3. Bildung einer Schauerreihe durch ausfallende, von der Höhenströmung fortgetragene Niederschlagspartikel, die das niedrige Gewölk durch kolloidale Vorgänge zur Schauerneubildung veranlassen

Abb. 4. *a*) Radiales Ausfließen der Böenkaltluft aus einer ortsfesten Schauerwolke, kein Einfluß seitens der Höhenströmung, *b*) Der radialen Ausflußbewegung der Kaltluft (dünne kurze Pfeile) überlagert sich die Höhenströmung (starke lange Pfeile). Dadurch wird die Kaltluft im wesentlichen in Richtung der Höhenströmung umgelenkt und kann vor der eigentlichen Schauerwolke eine Neubildung verursachen

Windverteilung zumindest in bezug auf die Richtungen gemeint sein, wie sie bei typischen Schauerlagen (Rückseitenwetter) meistens gegeben ist.

1. Orographische Effekte. Ist infolge lokaler Eigentümlichkeiten die Schauerbildung an einem bestimmten Ort begünstigt, so kann eine Schauerreihe dadurch entstehen, daß über diesem Ort in rhythmischen Zeitabständen Schauer entstehen, die dann in Kiellinie mit der Höhenströmung abtreiben und so eine Schauerreihe bilden (Abb. 2). Dieser Fall konnte schon mit dem Berliner Radargerät beobachtet werden, als sich über einer Wiese bei Potsdam mehrere Schauer in Abständen von einer halben Stunde bildeten und mit der südwestlichen Höhenströmung über Berlin hinwegtrieben. Allerdings kam hierbei kein typischer Schauerzug zustande, weil sich die vorderen Schauer in der trockenen Luft bald wieder auflösten, so daß immer nur 2 Schauer gleichzeitig sichtbar waren.

2. Impfeffekt der Höhenströmung. Nimmt der Wind mit der Höhe rasch an Stärke zu, so können von einem bereits vorhandenen

Schauer Niederschlagspartikel der oberen Wolkenteile von der Höhenströmung mitgenommen werden, sofern sich die Geschwindigkeit des Wolkenkopfes noch nicht an die dort herrschende Strömung angepaßt hat, wie es im Bildungsstadium der Wolke der Fall ist. Ein Teil dieser fortgerissenen Niederschlagspartikel verdunstet, der Rest fällt, da er von seinem Aufwindgebiet getrennt ist, aus und impft das vor dem eigentlichen Schauer liegende niedrige Gewölk, so daß es dort zur Bildung einer neuen Schauerzelle kommt (Abb. 3). Bei dieser kann sich dann derselbe Effekt wiederholen, bis schließlich eine Schauerreihe entstanden ist.

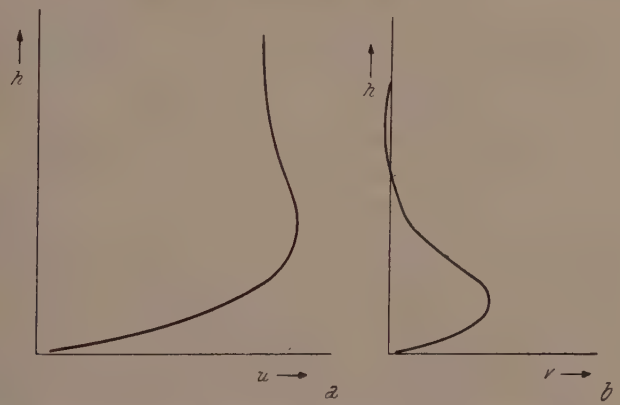


Abb. 5. *a*) Die Höhenabhängigkeit der isobarenparallelen Windkomponente u in der Reibungsschicht, *b*) Die Höhenabhängigkeit der anisobaren Windkomponente v in der Reibungsschicht (nach PRANDTL)

Obwohl bei diesem Mechanismus die einzelnen Schauer zeitlich nacheinander entstehen, können sie trotzdem in der Schauerreihe die gleiche Größe und Intensität aufweisen, da bei raschen Entwicklungen (starke Labilität) die Bildungsdauer einer Schauerwolke klein ist gegen die Lebensdauer (Beispiel: Bildungsdauer 15 min, Lebensdauer 150 min), so daß anfängliche Größenunterschiede bald ausgeglichen werden.

3. Gleichrichtereffekt der Höhenströmung. Größere Schauer bzw. Gewitter sind häufig (nicht immer) mit Böen verbunden, die das Ausfließen der durch Niederschlagsvorgänge erzeugten Kaltluft aus dem Hoch unter einem Cumulonimbus anzeigen (Mikrokaltfront) |2|, |3|. Nimmt der Wind wie unter Punkt 2 mit der Höhe zu, so wird durch die lebhaften Vertikalaustauschvorgänge in der Schauerwolke über den horizontalen Querschnitt derselben ein Betrag an Bewegungsgröße (Luftquanten $m \cdot v$) der Höhenströmung nach unten in die tieferen Schichten übertragen (ein entsprechender Betrag an Bewegungsgröße der unteren Strömung geht nach oben). Das Bewegungsfeld dieser nach unten transportierten Impulse hoher Geschwindigkeit überlagert sich nun der radialen Ausflußbewegung der Böenkaltluft aus der Schauerwolke (Abb. 4). Dadurch ergibt sich unter der Wolke eine im wesentlichen in Richtung

des Höhenwindes orientierte Strömung der Böenkaltluft (s. auch [3], S. 54 oben), die nun durch Unterschiebung und Hebung der vor der ersten Schauerwolke lagernden Warmluft eine neue Niederschlagszelle triggert, bei der sich dann der gleiche Vorgang wiederholen kann. Das Ergebnis dieses Mechanismus wäre ebenfalls eine in Form einer Reihe angeordneten Anzahl Schauer.

4. Reibungsschichteffekt. In der Reibungsschicht erfolgt bekanntlich nicht einfach eine Abbremsung der Höhenströmung auf geringere

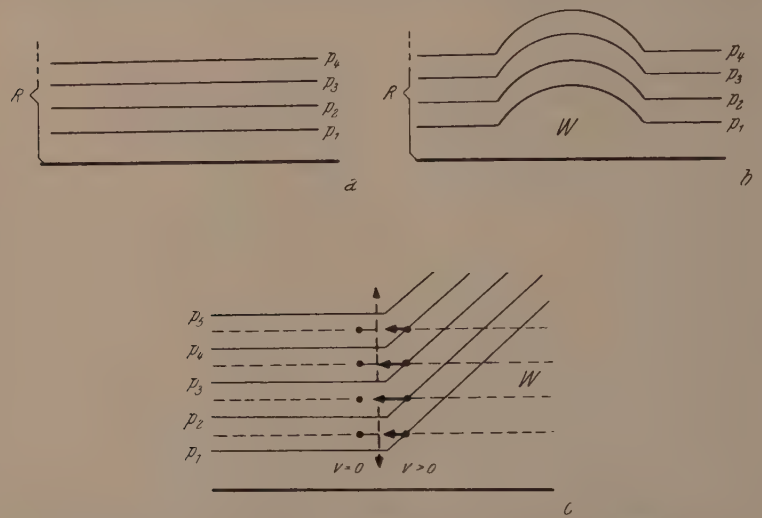


Abb. 6. *a*) Ungestörter Verlauf der Isobarenflächen in der Reibungsschicht. *b*) Aufwölbung der Isobarenflächen infolge eines Warmlufteinschubes in der Grundschicht. *c*) Die aus der Höhenabhängigkeit von v (anisobare Komponente) resultierenden Vertikalbewegungen (gestrichelte Pfeile) in der Randzone des Warmlufteinschubes

Geschwindigkeiten, sondern die Windverteilung gehorcht der Ekman-Spirale. Dies hat zur Folge, daß die Komponenten u (isobaren- bzw. isohypsenparallel) und v (anisobare Komponente) des Windvektors eine Funktion der Höhe h in der Reibungsschicht werden, und zwar nach Art der Abb. 5. Setzt man ein ungestörtes Feld der Isobarenflächen in der Reibungsschicht voraus (Abb. 6*a*), so kann man fragen, was passiert, wenn an einer Stelle dieses Feldes eine Störung in Form eines Warmlufteinschubes auftritt (Abb. 6*b*). Dabei braucht dieser Warmlufteinschub nicht advektiv zu erfolgen, sondern er kann auch andere Ursachen haben (Strahlungsaufheizung des Bodens durch Aufreißen höherer Bewölkung). Wegen der Aufwölbung der Druckflächen über der Warmluft wird sich nun nach einiger Zeit eine Strömung einstellen, wie sie in einem Hochdruckgebiet anzutreffen ist, vorausgesetzt, daß die Druckfeldstörung lange genug andauert, damit der Effekt der Erdrotation wirksam wird. Da der ganze Vorgang in der Reibungsschicht stattfindet,

wird dabei die anisobare Windkomponente eine Höhenverteilung nach Abb. 5*b* aufweisen. Dies hat nun aber zur Folge, daß in der Randzone des Warmlufteinschubes wegen des Verschwindens der anisobaren Komponente in den ungestörten Teilen des Druckfeldes in einem beliebigen Niveau eine horizontale Konvergenz stattfindet (Abb. 6*c*). Da nun v von einem bestimmten Niveau an mit der Höhe rasch abnimmt, resultieren von dieser Höhe ab aus der horizontalen Konvergenz aufwärtsgerichtete Vertikalbewegungen. Diese Vertikalbewegungen können nun bei entsprechender Kondition der Atmosphäre den Anstoß zur Bildung von Niederschlagszellen geben, und zwar längs der Randzone der Warmluftinsel. Ist die Warmluftinsel durch irgendeinen Ordnungseffekt in Richtung der allgemeinen (großräumigen) Höhenströmung gestreckt, so resultieren daraus zwei Schauerreihen, von denen jedoch die eine unterdrückt sein kann, da die durch den Warmlufteinschub erzeugte Zusatzwindkomponente in der einen Randzone der Warmluftinsel der großräumigen Höhenströmung entgegenweht und durch den immer vorhandenen Austausch kompensiert wird (Abb. 7).

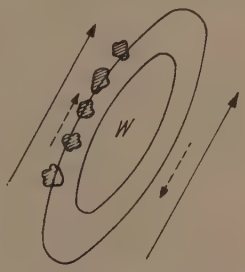


Abb. 7. Entstehung einer Schauerreihe längs der einen Randzone der Warmluftinsel (ausgezogene Pfeile: Höhenströmung; gestrichelte Pfeile: durch den Warmlufteinschub induzierte Zusatzzirkulation)

Wie man sieht, gibt es eine Reihe von mit der Höhenströmung verbundenen Effekten, die in einer homogenen, thermisch instabilen Luftmasse zur Bildung von Schauerreihen Anlaß geben können. Welcher Effekt nun bei den beobachteten Schauerreihen der ausschlaggebende ist, läßt sich wegen der Dürftigkeit mesometeorologischen Materials nicht sagen. Wahrscheinlich wirken einzelne Effekte zusammen, so daß es gar keinen Haupteffekt gibt.

Literatur

1. Seilkopf, H.: Ann. Hydrogr. Berl. **48**, 1 (1930).
2. Bergeron, T.: Quart. J. **80**, 143 (1954).
3. Byers, H. R., and R. R. Braham: The Thunderstorm, S. 53 (1949).

551.510.7

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien)

Ergebnisse von Beobachtungen der Radioaktivität der Luft in Wien

Von

Ferdinand Steinhauser

Mit 3 Textabbildungen

Zusammenfassung. Vorversuche zur Registrierung der zeitlichen Änderungen der natürlichen Radioaktivität mit frei exponierten Geiger-Zählrohren ohne Anreicherung der Luft ergaben typische Tagesgänge der Radioaktivität und besonders eine auffallende Zunahme der Radioaktivität bei Regenfällen, insbesondere bei Gewitterregen. Es werden ferner die mit einer Filtermethode gewonnenen täglichen Meßwerte der langlebigen Radioaktivität der Luft in Wien mitgeteilt. Besonders auffallend ist eine ständige Zunahme der langlebigen Radioaktivität im letzten Herbst und Winter bei gleichzeitiger Abnahme der Gesamtradioaktivität, was durch ständig ansteigende Sedimentation aus dem Reservoir der Stratosphäre erklärt werden kann, wobei den Wetterlagen und auch dem Auftreten von sogenannten heißen Teilchen eine besondere Bedeutung zukommen dürfte. Die angesaugten Luftmengen unterliegen starken zeitlichen Schwankungen, was sich bei der Beurteilung der gewonnenen Meßwerte der Radioaktivität auswirkt. Eine Reduktion auf eine einheitliche Luftmenge bereitet gewisse Schwierigkeiten. Aus den bei der Bearbeitung der bisherigen Meßwerte gewonnenen Erfahrungen ergeben sich Folgerungen für die Art der Durchführung der Messungen, die im einzelnen diskutiert werden.

Summary. Preliminary experiments with the recording of temporal variations of natural radioactivity by means of Geiger counters exposed to the open air (without concentrating the radioactive substances) render typical daily variations of radioactivity, and a marked increase of radioactivity during rainfall, particularly during thundershowers. Results of the daily measurement of long-lived radioactive substances of the air in Vienna, by means of a filter method, are given. The most remarkable feature is a continuous increase of the long-lived radioactivity during the past autumn and winter with a simultaneous decrease of the total radioactivity. This may be explained by increasing sedimentation from the stratosphere. Large-scale weather situations and the so-called hot particles may be of importance in this process. The amount of air intake varies considerably with time which

has to be allowed for when considering the measured radioactivity. A reduction based upon a uniform volume of air renders certain difficulties. The experiences gained in evaluating these measurements of radioactivity and their conclusions with regard to improving the method are discussed in detail.

Résumé. Des essais préliminaires de mesure des variations de la radioactivité naturelle à l'aide de compteurs de Geiger sans aspiration de l'air ont mis en évidence des variations diurnes typiques et en particulier une remarquable augmentation lors des chutes de pluie, surtout par averses orageuses. Un procédé de mesure par filtration de l'air a fourni des valeurs journalières de la radioactivité de l'air à longue période à Vienne et révélé un accroissement constant de celle-ci durant ces derniers automne et hiver; comme la radioactivité totale a diminué, il faut expliquer le phénomène par une sédimentation croissante des réserves stratosphériques pour laquelle la situation météorologique et l'apparition de particules dites chaudes jouent un rôle important. Les masses d'air filtrées varient beaucoup, ce qui a des répercussions sur les valeurs obtenues de la radioactivité ; il est d'ailleurs difficile de réduire ces résultats à une quantité d'air déterminée. Les expériences faites fournissent des indications sur la façon d'opérer les mesures.

1. Vorversuche ohne Luftanreicherung

Seit dem Jahre 1955 werden an der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien Versuche zur Messung der Radioaktivität der Luft durchgeführt [*1*]. Die ersten Vorversuche bestanden darin, daß erprobt werden sollte, welche Impulse ein Geiger-Müller-Zähler liefert, wenn man ihn ständig, aber ohne Anreicherung der Luft, im Freien aussetzt und die Impulszahlen kontinuierlich registriert. Ein Zählrohr 18502 der Firma Philips wurde an einem freien Platz im Garten etwa 10 cm über dem Boden befestigt. Von dem Zählrohr führt eine Leitung zu einem Zählgerät, das von der Firma Schuhfried in Wien hergestellt wurde und so eingerichtet ist, daß man durch Stellung eines Schalters erreichen kann, daß ein zur Ermöglichung der Registrierung der Impulse angeschlossener Chronograph nach je 1, 10, 100 oder 1000 Impulsen eine Marke schreibt. Die Umlaufdauer der Trommel beträgt 1 Stunde, so daß die Auszählung der Marken keine Schwierigkeit bereitet. Die Normalstellung ist für eine Markierung von je 100 Impulsen eingerichtet, wobei die Marken hinreichend weit auseinanderliegen.

Mit dieser einfachen Einrichtung wurden bereits einige interessante Ergebnisse gewonnen [*1*]. Es zeigte sich, daß besonders an Schönwettertagen ein deutlicher Tagesgang der Impulszahlen aufgezeichnet wird, der im August 1955 eine durchschnittliche Schwankungsweite zwischen 1820 Impulsen pro Stunde um 4 bis 5 Uhr und 2160 Impulsen um 12 bis 13 Uhr aufwies. Es ist klar, daß es sich dabei um einen Tagesgang der natürlichen Radioaktivität handelt, die bekanntlich vor allem der Radiumemanation und ihren Folgeprodukten zuzuschreiben ist und deren Tagesgang durch den Tagesgang der Bodenatmung stark bestimmt wird. Dies geschieht dadurch, daß durch das Auffrischen des Windes tagsüber und infolge der Entwicklung der thermischen Konvektion, die zur Zeit der

stärksten Einstrahlung ebenfalls ihr Maximum erreicht, die Bodenatmung und damit die aus dem Boden erfolgende Zufuhr von mit natürlicher Radioaktivität stärker angereicherter Luft ebenfalls tagsüber gesteigert wird.

Ein zweites auffallendes Ergebnis war, daß sich zeigte, daß bei Regenfall und besonders deutlich bei ergiebigen, aber kurz dauernden Gewitterregen die Radioaktivität vorrübergehend stark ansteigt, und zwar so, daß der Anstieg mit dem einsetzenden Regen begann und nach Erreichen eines Höchstwertes vom zwei- bis dreifachen Normalwert ein langsamer Abfall folgte, so daß nach einigen Stunden wieder die Normalwerte des betreffenden Tages erreicht wurden [*1*]. Diese Erscheinung läßt sich so deuten, daß man annehmen kann, daß durch den Regen radioaktive Teilchen aus der Luft ausgewaschen werden, die dann am Boden eine Erhöhung der Radioaktivität bewirken. Es wird sich dabei vor allem um Aerosolteilchen handeln, an die sich radioaktive Teilchen angelagert haben. Die Wirkung des Niederschlages ist so deutlich, daß bei einem Dauerregen sogar eine Umkehrung im Tagesgang der Impulszahlen in dem Sinne erreicht wurde, daß die Impulszahlen zur Zeit der stärksten Regenfälle nachts höher waren als um die fast regenfreie Mittagszeit. Auch in diesen Fällen wird es sich vor allem um natürliche Radioaktivität handeln; es besteht aber auch die Möglichkeit, daß bereits künstliche Radioaktivität mit dabei war. Bemerkenswert ist es auch, daß bei Regenfällen eine Steigerung der Impulszahlen auftritt, obwohl infolge der Verstopfung und Ausfüllung der Bodenporen durch das Regenwasser die Bodenatmung eigentlich unterbunden wird.

2. Meßmethode

Es ist klar, daß es ohne Anreicherung der Luft nicht möglich ist, in Österreich, das so weit von den Orten der Atombombenversuche entfernt liegt, mit Hilfe von Registrierungen mit Geiger-Müller-Zählern auch die künstliche Radioaktivität gesondert zu erfassen. Deshalb wurde an der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, sobald es möglich war, eine entsprechende Anlage geschaffen. Das Bundesministerium für Soziale Verwaltung stellte ein Sauggerät Dust Sampling Unit, Type 1355 B der Fa. Fleming Radio Developments Ltd. zur Verfügung, das imstande ist, in 24 Stunden etwa 100 m^3 Luft durch ein Faserfilter Whatman 501 zu saugen. Die bestaubbare Fläche der Filterblätter hat einen Durchmesser von 51 mm. Die Öffnung des Saugrohres liegt etwa 2 m über dem Boden. Zur Ausmessung wird das angereicherte Filterblättchen um ein Geiger-Zählrohr Mullard MX 124 gelegt und in einem Bleikastell mit Bleiabschirmung von 40 mm eingeschlossen. Dieses Bleikastell und die zugehörige Zählrohrmontierung ist eigentlich für die Messung der Radioaktivität von Flüssigkeiten bestimmt, hat sich aber als einfachster Behelf für die Bestimmung der Radioaktivität der Filterblättchen sehr gut bewährt. Die Zählung der Impulse erfolgt mit einem Débitmètre de laboratoire der Firma MBLE, Bruxelles, die Registrierung mit einem Tintenlinienschreiber der Firma Record, London. Das Zählgerät kann auf verschiedene Zählbereiche eingestellt

werden, und zwar so, daß die Ausschlagsweite des Registrierzeigers auf ein Zehntel zurückgeht, wenn das Zählgerät auf eine Zehnerpotenz mehr umgeschaltet wird. Da zunächst nur ein Sauger zur Verfügung stand — und auch aus Gründen der Diensteinteilung —, konnte vorerst das Gerät täglich nur 8 Stunden von 8 bis 16 Uhr in Betrieb genommen werden. Nachdem hinreichende Erfahrungen gesammelt worden waren und auch ein zweites Sauggerät angeschafft worden ist, konnte man dazu übergehen, ab 1. Dezember 1957 ununterbrochen täglich 24 Stunden die Luft durch die Filterblättchen anzusaugen. Aus Gründen der Diensteinteilung wird der Filterwechsel täglich um 8 Uhr vorgenommen. Die Auswertung der Filterblättchen erfolgt so, daß zunächst die 0-Werte der Impulszahlen des leeren abgeschlossenen Bleikastells etwa 15 Minuten lang registriert werden. Darauf werden der Reihe nach je 15 Minuten lang die Impulszahlen des eben abgenommenen, 24 Stunden lang angesaugten Filterblättchens, dann die des vor 24 Stunden abgenommenen Filterblättchens und schließlich die des vor 48 Stunden abgenommenen Filters registriert. Auf diese Art ist es möglich, die Gesamtaktivität des angesaugten Filterblättchens unmittelbar nach Abnahme zu bestimmen und dazu überdies den Abfall innerhalb von 24 und 48 Stunden festzustellen. Die Registrierungen müssen jeweils 15 Minuten lang erfolgen, um einen von den zufälligen Schwankungen der Impulszahlen unabhängigen Durchschnittswert zu erhalten. Die Messung unmittelbar nach der Abnahme des Filterblättchens gibt die Summe von natürlicher und künstlicher Aktivität, wobei allerdings zu beachten ist, daß die kurzlebige künstliche Aktivität innerhalb der 24 Stunden-Ansaugezeit zum Großteil bereits zerfallen ist [2]. Die Betreuung der Meßanlage besorgt Herr Dipl.-Met. Ing. F. J. Gruber.

Bei dem derzeitigen Meßverfahren wird die β-Strahlung zum Teil durch das Glas und durch das gefaltete Filterpapier absorbiert. Um die β-Aktivität besser erfassen zu können, wird künftig auch mit einem „pan-cake"-Zählrohr Type 1001 H der Firma Anton Electronic Laboratories Brooklyn N. Y. gemessen.

3. Veränderlichkeit der angesaugten Luftmengen

Die Meßergebnisse werden naturgemäß auch von der Menge der angesaugten Luftmasse beeinflußt, und diese hängt wieder von der Durchlässigkeit der Filterblättchen und von dem Staub- und Aerosolgehalt der Luft ab. Bei stärkerer Luftverunreinigung ist damit zu rechnen, daß die Filterblättchen rascher mit Ablagerungsprodukten bedeckt werden und dadurch ihre Durchlässigkeit vermindert wird, was sich bei konstanter Motorkraft dahin auswirkt, daß dann weniger Luft durchgesaugt wird. Deshalb ist es notwendig, die durchgesaugte Luftmenge ebenfalls zu messen, was mit einem eingebauten Gasmesser in dem Sauggerät der Firma Fleming leicht möglich ist.

Zur Bewertung der Meßergebnisse ist es deshalb zweckmäßig, zunächst einen Überblick über die Veränderlichkeit der durch die Filter gesaugten Luftmengen zu gewinnen. Tabelle 1 bringt für jeden Monat der

Tabelle 1. *Jahresgang und Häufigkeitsverteilung der in 24 Stunden täglich durch die Filterblättchen gesaugten Luftmengen*

	1957 Dez.	1958 Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	1958 Dez.	1959 Jan.	Febr.
Luftmenge, m^3															
Mittel	83,7	77,3	90,6	81,8	74,8	80,8	67,9	66,6	68,9	76,8	88,7	72,1	69,9	64,8	66,1
größte	116	100	120	109	95	103	103	98	106	104	116	101	109	104	97
kleinste	52	53	59	57	48	54	45	35	39	50	55	41	41	28	43
Häufigkeitsverteilung															
20— 30 m^3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	—
30— 40 „	—	—	—	—	—	—	—	3	1	—	—	—	—	3	—
40— 50 „	—	—	—	—	3	—	1	3	5	1	—	4	6	5	5
50— 60 „	3	3	1	2	4	3	10	5	6	6	1	2	6	5	6
60— 70 „	4	7	2	8	3	3	9	8	5	3	3	5	5	4	5
70— 80 „	8	3	3	5	7	8	3	3	4	8	4	9	6	5	6
80— 90 „	3	3	5	4	9	10	2	5	4	6	9	6	3	3	3
90—100 „	6	6	6	9	4	6	4	4	4	5	7	3	3	4	3
100—110 „	5	1	9	3	—	1	1	—	2	2	5	1	2	1	—
110—120 „	2	—	1	—	—	—	—	—	—	—	2	—	—	—	—

ganzen Beobachtungsperiode mit 24stündiger Saugzeit die Monatsmittel- und Extremwerte der täglich durch die Filter gesaugten Luftmengen und zur Übersicht über die starke Veränderlichkeit dieser Werte auch ihre Häufigkeitsverteilungen.

Noch im Jahresgang der Monatsmittelwerte fällt eine starke Veränderlichkeit auf. Einem größten Monatsmittelwert von 90,6 m^3 im Februar 1958 steht im ersten Beobachtungsjahr ein kleinster Mittelwert von 66,6 m^3 im Juli gegenüber. Die Tatsache, daß die durchgesaugten Luftmengen im Winter größer sind als im Sommer, zeigt sich auch in den Jahreszeitenmittelwerten. Diese betrugen im Winter 1957/58 83,9 m^3, im Frühling 1958 79,1 m^3, im Sommer 67,8 m^3 und im Herbst 79,2 m^3. Es wurden demnach im Durchschnitt im Winter 1957/58 täglich um ein Viertel mehr Luftmassen durch die Filter gesaugt als im Sommer 1958. Diese Erscheinung ist deshalb bemerkenswert, weil sie eigentlich der Erwartung zuwiderläuft. Man sollte nämlich meinen, daß die im Winter hauptsächlich durch Rußteilchen und durch Kohlenbrand verstärkte Luftverunreinigung der Großstadt die Filter mehr verstopfen und verengen würde als die ganz

andersartige Luftverunreinigung im Sommer, die wohl nur zu einem wesentlich geringeren Teil aus Verbrennungsprodukten und mehr von aufgewirbeltem Staub und anderen Verunreinigungsquellen stammt. Auch wenn man die Luftverschmutzung optisch mißt [3], bekommt man im Winter einen größeren Verschmutzungswert, der sich darin zeigt, daß die Albedo der Filterblättchen, durch die die Luft 24 Stunden lang gesaugt wurde, im Winter wesentlich kleiner ist (34,7%) als im Sommer (55,9%). Auch dieser Befund würde erwarten lassen, daß die Filterdurchlässigkeit im Winter kleiner ist als im Sommer, während die gemessenen durchgelassenen Luftmengen das Gegenteil besagen. Man könnte auch daran denken, daß die Faserfilter im Sommer bei der höheren absoluten Luftfeuchtigkeit, an die sie sich ja in ihrem Feuchtigkeitsgehalt angleichen werden, durch Aufquellen der Fasern vielleicht die Poren verengen und dadurch weniger durchlässig werden. Darüber wären noch gesonderte Untersuchungen notwendig. Es scheint aber nicht sehr wahrscheinlich, daß dies der ausschlaggebende Faktor sein könnte, da eine genauere Betrachtung der Umstände, unter denen die Luftdurchlässigkeit der Filter einmal groß und ein andermal wieder klein ist, doch dafür spricht, daß die Menge der im Filter abgelagerten Partikel für den Grad der Durchlässigkeit maßgebend ist. In diesem Fall müßte man annehmen, daß die Ablagerungen im Filter im Sommer stärker sind als im Winter und daß die Unterschiede im optischen Maß der Verschmutzung eben nicht durch den Staubgehalt als solchen, sondern durch die Art der Verschmutzung bestimmt werden, in dem Sinne, daß eine geringere Menge der dunkleren Luftverunreinigungsprodukte aus dem Kohlenbrand im Winter eine stärkere Verschmutzung bewirkt als eine größere Menge von hellerem Staub oder Pollenablagerungen im Sommer. Um dies festzustellen, sollen in Zukunft auch gewichtsmäßige Bestimmungen der Filterablagerungen vorgenommen werden.

Im Gegensatz zum Winter 1957/58 waren die durchgesaugten Luftmengen im Durchschnitt des Winters 1958/59 klein (66,9 m^3), und zwar sogar kleiner als im Sommer 1958. Der Januar 1959 wies mit 64,8 m^3 das kleinste Monatsmittel der durchgesaugten Luftmengen auf. Merkwürdigerweise war aber der Schwärzungsgrad der Filterblättchen im Wintermittel 1958/59 (Albedo 39%) kleiner als das Wintermittel 1957/58 (Albedo 35%). Diese Unterschiede lassen sich nicht leicht erklären; vielleicht werden auch dafür die Gewichtsbestimmungen der Filterablagerungen eine Aufklärung bringen.

Daß die Menge der Luftverunreinigungen für die Filterdurchlässigkeit von großer Bedeutung ist, läßt sich gerade in Wien aus der Lage der Meßstelle an der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik am Nordwestrand des verbauten Stadtgebietes aus den bei der Ablagerung vorherrschenden Windrichtungen ableiten. Die Lage der Meßstelle bedingt es, daß Winde aus nordwestlichen Richtungen eine reinere Luft an die Meßstelle bringen als Winde aus südöstlichen Richtungen, die über das ganze Stadtgebiet streichen müssen, bevor sie die Meßstelle erreichen. Dies konnte bei verschiedenen Untersuchungen über die Stadtdunstverteilung [4],

über den CO_2-Gehalt der Luft [5], über die SO_2-Verteilung [6] und über die Luftverschmutzung [3] gezeigt werden. Bei den Unterschieden in den durchgesaugten Luftmengen liegen die Verhältnisse zum Teil etwas anders. Es zeigt sich auch hier wieder deutlich der große Einfluß der Südostwinde, aber nur in der Heizperiode des Winterhalbjahres wirklich eindeutig, wie Vergleichswerte aus Monaten, in denen auch Winde aus dem Südostquadranten verhältnismäßig häufig vorgekommen sind, in nachstehender Gegenüberstellung von Mittelwerten aus Tagen mit Südostwinden gegen Mittelwerte aus Tagen mit vorherrschenden Winden aus dem Nordwestquadranten veranschaulichen:

	Durchschnittlich durchgesaugte Luftmengen	
	bei nordwestlichen Winden	bei südöstlichen Winden
Dezember 1957	88,7 m³	75,3 m³
November 1958	86,0 m³	63,3 m³
Dezember 1958	83,3 m³	61,3 m³
Januar 1959	74,9 m³	46,3 m³

In sehr windigen Wintermonaten mit vorwiegenden Westwinden wird dagegen der Stadtdunst gegen Osten abgetrieben, die Luft bleibt reiner und die Durchlässigkeit der Filter wird nur wenig verringert. Ein deutliches Beispiel dafür ist der Februar 1958, in dem in 69% aller Stunden Winde aus dem Nordwestquadranten und nur in 12% aller Stunden Winde aus dem Südostquadranten wehten, wobei auch noch 12 Tage mit Sturm und 15 Niederschlagstage vorkamen; alle diese Faktoren wirken einer Luftverschmutzung entgegen und im Sinne einer Luftreinigung. Dementsprechend erreichte der Monatsmittelwert der täglich durchgesaugten Luftmengen mit 90,6 m³ den Höchstwert aller Monate der ganzen Beobachtungsperiode. Mit 88,7 m³ kommt diesem Wert auch der Oktober 1958 nahe, in dem Winde aus dem Nordwestquadranten sogar noch häufiger vorkamen, wobei allerdings die durchschnittliche Windgeschwindigkeit wesentlich geringer war als im Februar, dafür aber sogar 18 Tage mit Niederschlag gezählt wurden. Damit ist bewiesen, daß im Winterhalbjahr tatsächlich die Verunreinigungen der Stadtluft und darunter wahrscheinlich in erster Linie die Verbrennungsprodukte die Filter zum Teil verstopfen und dadurch eine Verringerung der Luftdurchlässigkeit bewirken können. In den Monaten des Sommerhalbjahres zeigt sich dagegen kein deutlicher Zusammenhang zwischen der Luftdurchlässigkeit der Filter und den vorherrschenden Hauptwindrichtungen. Ja es kommt sogar nicht selten vor, daß gerade bei südöstlichen Winden die Luftdurchlässigkeit der Filter höher ist als bei den nordwestlichen Winden. Offenbar handelt es sich hier um Luftverunreinigungen ganz anderer Art, worunter vielleicht auch dem Blütenstaub und den Pollen eine gewisse Rolle zukommt.

Mit den vorstehenden Ausführungen über die wechselnde Luftdurchlässigkeit der Filter ist ein für das Verfahren der Radioaktivitätsmessung mit Filtermethoden bedeutungsvolles meßtechnisches Problem berührt. Es erhebt sich die Frage einerseits, wie man der wechselnden Durchlässig-

keit der Filter abhelfen kann, und andererseits auch, wie die Veränderlichkeit der durchgesaugten Luftmengen bei der Beurteilung der Meßergebnisse berücksichtigt werden soll.

Der ersten Schwierigkeit kann man dadurch entgegenwirken, daß man durch automatische Steigerung der Motorkraft bei Verminderung der Luftdurchlässigkeit eine konstante Durchlässigkeit zu erzielen sucht, was technisch möglich ist.

Schwieriger ist die zweite Frage zu beantworten. Es erscheint zunächst naheliegend, bei der Bewertung der Meßergebnisse die wechselnde Luftdurchlässigkeit der Filter dadurch zu berücksichtigen, daß man die gefundenen Meßwerte der Radioaktivität proportional zur jeweils durchgesaugten Luftmenge auf eine Standardmenge von etwa 100 m³ umrechnet. Dies scheint aber aus verschiedenen Gründen nicht ganz berechtigt zu sein. Einmal schon deshalb nicht, weil die Verminderung der Durchlässigkeit sich offenbar nicht auf den ganzen 24stündigen Zeitraum gleichmäßig verteilt, sondern dadurch der Beginn der Saugzeit noch gar nicht oder nur schwach, das Ende der Saugzeit aber am stärksten betroffen wird. Es darf auch nicht angenommen werden, daß die Radioaktivität der Luft während der ganzen 24stündigen Saugzeit gleich groß geblieben ist. Dies ist sowohl bei der natürlichen Radioaktivität, die bekanntlich einen Tagesgang zeigt und auch von Witterungseinflüssen abhängt, nicht der Fall, aber auch bei der künstlichen Aktivität nicht, die sich überhaupt verhältnismäßig rasch und unregelmäßig ändert.

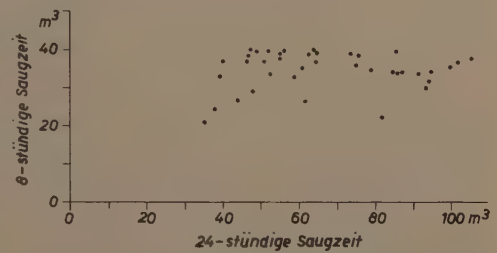


Abb. 1. Korrelationsdiagramm für die Beziehung zwischen den bei 8stündiger und bei 24stündiger Ansaugezeit geförderten Luftmengen

Daß die Länge der Saugzeit bei der Verminderung der Luftdurchlässigkeit der Filter eine Rolle spielt, zeigen Parallelversuche mit 8- und 24stündiger Saugzeit, wobei die 8stündige Saugzeit sich mit dem Beginn der 24stündigen Saugzeit deckte. Die Beziehung zwischen den bei 8stündiger Saugzeit durch die Filter gegangenen Luftmengen zu den bei 24stündiger Saugzeit durchgegangenen Luftmengen veranschaulicht das Korrelationsdiagramm in Abb. 1. Hieraus ist ersichtlich, daß die Streuung der Werte bei 8stündiger Saugzeit verhältnismäßig gering ist und die Werte meist in der Nähe des Höchstwertes von 40 m³ eng beieinanderliegen. Die bei 24stündiger Saugzeit durchgegangenen Luftmengen, die in der Abbildung als Abszissenwerte angegeben sind, streuen dagegen in einem bedeutend größeren Bereich und lassen auch keinen Schwerpunkt des Punkthaufens erkennen. Die geringe Streuung der 8stündigen Werte und die Tatsache, daß die in 8 Stunden durchgesaugten Luftmengen bei den verschiedensten Werten der 24stündig durchgesaugten Luftmengen

sich nicht viel voneinander unterscheiden, spricht dafür, daß die stärkste Schwächung der Saugleistung meist erst nach 8stündiger Saugzeit eintritt. Diese ungleiche Verteilung der Schwächung der Saugleistung erschwert aber eine Reduktion auf eine bestimmte Luftmenge sehr, und dies besonders bei der Beurteilung der Gesamtaktivität der Luft, weil ja gerade von den im ersten Teil der Saugzeit am meisten angesammelten Teilchen mit natürlicher Aktivität wegen der kurzen Lebensdauer schon ein Großteil wieder zerfallen ist [*2*], während im späteren Teil der Saugzeit die zur Zählung in vollem Ausmaß kommende Aktivität aber nur einer wesentlich kleineren Luftmasse entstammt. Bei der künstlichen Radioaktivität ergibt sich neben der ungleichmäßigen zeitlichen Verteilung der angesaugten Luftmengen noch eine weitere Schwierigkeit, die darin besteht, daß nach neueren Untersuchungen mit Hilfe von Autoradiographie festgestellt wurde, daß der größte Teil der künstlichen Radioaktivität meist nur auf wenige Teilchen, auf die sogenannten heißen Teilchen, konzentriert ist. Es haben z. B. J. A. SCHEDLING und W. A. MÜLLER [*7*] in Wien festgestellt, daß von je einem in Autoradiographien aufgetretenen stark radioaktiven Teilchen 26 bis 36% der β-Aktivität und 31 bis 41% der γ-Aktivität der gesamten Radioaktivität der mit 15 bis 88 m^3 Luft angesaugten Filterblättchen stammten. In einem Fall hatten sogar 84% der Aktivität des gesamten Blättchens ihren Sitz auf nur zwei heißen Teilchen. Von 33 autoradiographierten Proben aus der Zeit von Anfang März bis Mitte Juli 1958 enthielten 15 Filterblättchen deutliche heiße Teilchen, während 11 Proben eine verhältnismäßig gleichmäßige Verteilung der Radioaktivität aufwiesen. Zwischen Juli und Mitte Oktober 1958 wurden auf den Filterblättchen keine heißen Teilchen mehr gefunden; erst ab 15. Oktober traten wieder solche stark radioaktive Teilchen auf. Von den in der Zeit vom 15. Oktober bis 31. Dezember 1958 gesammelten 51 Proben mit einer langlebigen Aktivität von mehr als 33% des Hintergrundes enthielten 26 ein oder mehrere heiße Teilchen [*8*]. Größenbestimmungen der heißen Teilchen ergaben, daß ihre Durchmesser kleiner als 2 μ waren.

Es war leicht möglich, solche Teilchen mit einem Deckglas auf einem Objektträger zu zerdrücken, wie aus der gesonderten Bestimmung der Aufteilung der β-Aktivität auf das Deckglas und auf den Objektträger sich ergab. Daraus ist zu schließen, daß die Radioaktivität nicht an ein einziges bestimmtes Teilchen gebunden ist, sondern daß sich eine Anzahl radioaktiver Partikel auf kleinstem Raum zu einem Konglomerat vereinigen und dadurch ein heißes Teilchen bilden [*8*]. Diese Zusammenballung verschiedener Teilchen erklärt auch das Ergebnis einer Bestimmung des γ-Spektrums derartiger Teilchen, wobei Spitzenwerte festgestellt wurden die den Isotopen Ce-141, Ce-144, Ru-103, Rh-103, Zr-95 und Nb-95 zuzuordnen sind. Diese Isotopen wurden auch bei Messungen von γ-Spektren der Luftstaubproben im ganzen gefunden, wobei sich deutlich Unterschiede in der prozentuellen Intensitätsverteilung der einzelnen Isotopen bei der Analyse der heißen Teilchen und der Restproben zeigten [*9*].

Es ist mehr oder minder dem Zufall überlassen, ob solche Teilchen eingefangen werden oder nicht. Natürlich steigt die Wahrscheinlichkeit

dafür, wenn eine größere Luftmasse durch die Filter gesaugt wird. Es ist aber sehr zweifelhaft, ob es berechtigt ist, die gemessene Aktivität proportional der Luftmasse zu vergrößern, wenn nur sehr wenige Teilchen Träger dieser Aktivität sind und nicht feststeht, von welchem Zeitpunkt an die Filterdurchlässigkeit wesentlich vermindert worden ist. Um aber doch eine Verbesserung an die bei verringerter Filterleistung unrichtig gemessenen Aktivitätswerte anbringen zu können, bleibt nur die Möglichkeit, den gemessenen Wert als Mindestwert gelten zu lassen und andererseits die proportional zur Luftmasse verbesserten Werte als Höchstwerte anzusehen[1]. Den wirklichen Höchstwert müßte man eigentlich der größten Luftmenge zubilligen; das ist in unserem Fall ein Wert von 120 m^3. Da aber Werte über 100 m^3 nur sehr selten vorkommen, wird es zweckmäßig sein, auf diese Luftmenge zu reduzieren. Dies könnte dadurch geschehen, daß die 48 Stunden nach der Abnahme der Filterblättchen bei einer Luftmenge m_i beobachtete Impulszahl mit dem Faktor $100/m_i$ multipliziert wird.

4. Ergebnisse der Messung der Radioaktivität der Luft

Die Tabelle 2 bringt für jeden Tag, an dem eine Zählung vorgenommen worden ist, die gemessenen Impulszahlen. Dabei sind die Werte immer dem Tag zugeschrieben, an dem das Filterblättchen abgenommen wurde, obwohl die Luft eigentlich zum größten Teil am Vortag gesammelt worden ist. In der Tabelle 2 sind die bei Ausmessung mit dem Geigerzähler unmittelbar nach der Abnahme der Filterblättchen und die bei der 48 Stunden später erfolgten abermaligen Messung erhaltenen Impulszahlen angeführt. Die letzterwähnten Werte geben den langlebigen Anteil und damit im wesentlichen die künstliche Aktivität an. Diese ist es, die das meiste Interesse beansprucht. Um einen Überblick über die gesamte bisherige Beobachtungsreihe mit 24stündiger Ansaugung zu bekommen, sind die 48 Stunden nach Abnahme der Filterblättchen gezählten Impulszahlen auch in Abb. 2 graphisch dargestellt. Diese Abbildung bringt die wirklich gemessenen Impulszahlen und, um eine Vorstellung zu geben, von welcher Luftmenge die Aktivität stammt, wurden in Abb. 2 auch die gemessenen durchgesaugten Luftmengen in Kubikmetern an jedem Tag zur Darstellung gebracht. Von der Darstellung der auf 100 m^3 Luft umgerechneten Werte wurde abgesehen, da diese Umrechnung, wie oben erwähnt, nicht ganz einwandfrei ist und damit nur ein möglicher Höchstwert berechnet wird, der aber dem wirklichen Wert aus den angeführten

[1] Da die 24stündige Saugzeit dreimal so lang dauert wie die 8stündige Saugzeit, müßte bei gleichbleibender Saugleistung die in 24 Stunden durchgesaugte Luftmenge das Dreifache der Luftmenge bei 8stündiger Saugzeit betragen. Dies ist aber keineswegs der Fall, wie bei 40 Parallelversuchen von Juli bis September 1958 festgestellt werden konnte. Es wurde bei 24stündiger Saugzeit in 11 Fällen weniger als das 1½fache, in 13 Fällen nur das 1½- bis 2fache, in 5 Fällen das 2- bis 2½fache, in 9 Fällen das 2½- bis 3fache und in 2 Fällen mehr als das 3fache der bei 8stündiger Saugzeit geförderten Luftmenge durch das Filter gesaugt.

Gründen nicht entsprechen muß. Die Umrechnung könnte mit den in Abb. 2 und Tabelle 2 angeführten Daten leicht durchgeführt werden.

Tabelle 2. *Tägliche in 24 Stunden durch das Filter gesaugte Luftmenge in m^3 (a) sowie tägliche Impulszahlen pro Minute der Gesamtradioaktivität (b) und der langlebigen Radioaktivität der Luft (c) in Wien*

Tag	Dezember 1957			Januar 1958			Februar 1958			März 1958		
	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c
1.	—	—	—	111	116	16	—	173	22	91	124	18
2.	116	262	25	89	414	9	102	249	14	81	136	18
3.	91	136	9	62	88	3	101	213	21	92	105	8
4.	108	167	7	86	124	15	97	49	15	62	99	10
5.	108	148	9	57	75	4	107	88	16	93	190	18
6.	92	114	9	89	233	6	120	194	49	73	157	16
7.	83	586	16	62	77	16	103	118	32	57	74	14
8.	77	262	7	97	172	28	95	101	23	89	308	43
9.	84	46	9	95	69	5	101	107	9	79	196	29
10.	93	154	11	78	49	10	67	135	9	100	338	16
11.	105	81	5	100	262	26	81	160	4	85	168	13
12.	102	158	13	69	187	29	93	67	7	97	83	11
13.	72	91	4	98	109	14	70	171	8	64	144	16
14.	70	88	11	63	220	7	—	328	32	97	188	19
15.	68	304	10	—	24	6	83	216	23	107	127	30
16.	81	73	4	53	171	11	97	138	34	109	83	21
17.	77	126	9	—	6	6	59	157	42	64	179	22
18.	64	121	11	—	51	4	101	119	46	95	208	10
19.	71	168	9	—	53	7	61	137	18	108	231	10
20.	56	59	2	—	26	1	96	72	10	99	215	15
21.	64	98	5	—	15	0	110	72	4	72	139	22
22.	73	163	18	58	212	23	100	171	5	91	119	20
23.	52	171	20	77	109	11	88	60	10	84	146	49
24.	57	228	17	68	366	23	81	145	30	75	182	23
25.	97	488	16	62	106	9	75	398	12	66	178	14
26.	79	607	12	90	248	14	79	128	19	61	221	28
27.	99	496	5	92	206	6	82	115	13	78	399	36
28.	68	525	5	64	167	7	107	123	10	58	340	41
29.	104	143	6	96	210	8				69	368	39
30.	77	120	9	73	123	11				70	227	45
31.	97	117	13	—	143	24				66	117	15

Tag	April 1958			Mai 1958			Juni 1958			Juli 1958		
	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c
1.	98	112	60	95	273	78	60	548	63	64	420	36
2.	88	148	33	73	174	35	95	592	120	59	480	31
3.	58	358	28	84	474	67	103	495	122	66	400	60
4.	68	461	73	87	263	72	62	193	98	78	148	63
5.	56	163	37	73	254	66	61	257	74	63	153	32
6.	77	213	48	68	255	83	55	262	46	80	130	23
7.	64	157	42	89	176	88	52	214	78	74	145	12

Fortsetzung der Tabelle 2

Tag	April 1958			Mai 1958			Juni 1958			Juli 1958		
	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c
8.	52	207	30	82	111	29	94	723	160	98	174	59
9.	77	200	33	74	624	42	57	741	86	87	108	54
10.	85	157	53	98	798	94	66	691	126	48	600	64
11.	79	160	80	97	628	83	96	590	99	44	590	46
12.	76	219	65	87	606	79	55	359	89	38	470	57
13.	48	233	161	79	391	43	54	229	109	35	600	84
14.	48	275	73	75	407	68	62	234	67	39	490	76
15.	66	213	49	54	537	46	45	254	93	62	540	86
16.	60	238	43	72	139	56	57	469	87	53	740	83
17.	86	118	7	67	132	60	86	569	89	87	370	65
18.	95	135	12	87	138	48	80	520	93	55	—	14
19.	87	162	31	89	205	57	94	480	90	69	388	43
20.	81	171	44	71	596	39	64	546	41	97	490	65
21.	83	347	61	74	375	76	51	232	63	94	290	66
22.	83	475	76	94	215	63	58	152	40	58	410	63
23.	95	244	128	66	685	108	71	228	58	93	204	37
24.	85	207	56	103	528	77	72	369	69	82	230	33
25.	72	398	41	88	697	109	67	134	43	65	164	39
26.	48	169	42	88	597	76	68	582	43	61	310	43
27.	75	537	64	95	781	103	50	268	54	43	529	51
28.	80	144	61	89	587	111	54	82	23	61	400	59
29.	92	236	118	96	226	46	83	114	8	62	700	58
30.	85	247	97	54	490	43	60	218	40	57	219	53
31.				91	189	52				70	262	40

Tag	August 1958			September 1958			Oktober 1958			November 1958		
	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c
1.	87	610	40	101	598	30	77	537	39	64	656	48
2.	100	244	41	94	638	37	89	269	43	88	144	35
3.	72	140	81	78	508	43	104	258	18	81	588	41
4.	93	410	50	80	478	54	94	577	24	45	424	17
5.	86	563	54	79	686	48	105	647	25	41	203	41
6.	82	221	35	92	1073	46	113	856	41	44	408	47
7.	95	900	49	80	938	53	116	473	29	48	374	26
8.	94	223	21	90	1186	69	88	667	25	52	517	42
9.	86	155	21	82	383	40	107	1087	14	60	408	19
10.	64	259	43	70	429	46	55	608	12	80	580	56
11.	61	590	40	66	359	31	81	567	17	74	432	54
12.	85	405	26	60	398	24	82	1003	46	71	476	36
13.	59	200	30	59	526	42	91	238	47	70	388	51
14.	76	158	20	58	598	31	84	123	24	61	468	33
15.	75	218	21	85	837	26	96	137	35	64	358	36
16.	56	479	13	81	907	33	96	366	178	101	383	46
17.	55	169	49	104	403	35	91	154	77	72	467	14
18.	49	590	63	57	719	24	89	96	23	96	344	25
19.	47	756	62	87	519	14	66	357	76	82	469	50
20.	39	578	74	84	768	18	64	222	61	78	394	57

Fortsetzung der Tabelle 2

Tag	August 1958			September 1958			Oktober 1958			November 1958		
	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c
21.	65	238	58	76	1008	23	79	228	11	98	493	135
22.	40	559	36	101	443	24	89	198	12	86	488	106
23.	46	163	31	62	177	42	102	261	27	72	548	73
24.	64	113	21	60	187	18	98	182	25	60	478	67
25.	74	498	36	79	148	18	84	220	42	70	456	61
26.	106	385	81	92	120	17	85	177	16	80	480	18
27.	63	184	18	92	143	22	100	246	33	93	518	90
28.	55	487	19	59	488	26	77	586	125	64	358	82
29.	51	421	22	50	336	33	75	537	53	74	447	37
30.	52	408	31	73	372	31	107	264	91	71	306	31
31.	48	430	31				78	828	80			

Tag	Dezember 1958			Januar 1959			Februar 1959		
	a	b	c	a	b	c	a	b	c
1.	89	231	48	54	255	27	51	182	56
2.	79	163	48	98	403	104	97	138	24
3.	87	354	23	51	147	58	75	159	51
4.	89	418	12	57	266	106	51	357	40
5.	57	549	22	93	144	33	43	252	31
6.	78	497	103	82	146	—	46	198	41
7.	98	357	113	45	398	24	73	264	66
8.	77	638	44	32	—	28	61	186	42
9.	46	467	33	76	57	38	70	221	50
10.	56	168	67	104	158	39	58	297	41
11.	43	138	51	95	176	100	65	242	108
12.	54	224	83	82	395	60	69	778	116
13.	78	638	79	32	131	36	48	233	104
14.	44	458	52	90	162	44	59	412	133
15.	78	278	68	36	264	35	44	402	97
16.	81	202	42	67	221	69	55	488	118
17.	60	262	44	70	156	32	72	384	74
18.	41	483	25	75	146	36	63	409	62
19.	58	388	51	41	278	26	60	403	64
20.	70	527	47	54	267	29	82	359	98
21.	50	213	77	46	456	55	75	197	119
22.	48	397	60	28	268	52	94	193	122
23.	65	402	87	48	402	82	96	174	108
24.	64	392	75	71	208	36	86	197	149
25.	91	407	73	71	167	90	85	205	69
26.	100	257	4	93	105	48	54	207	56
27.	109	239	45	75	124	41	50	377	97
28.	69	137	35	70	137	82	75	532	85
29.	103	234	78	61	250	86			
30.	78	427	78	58	384	77			
31.	61	378	43	50	397	93			

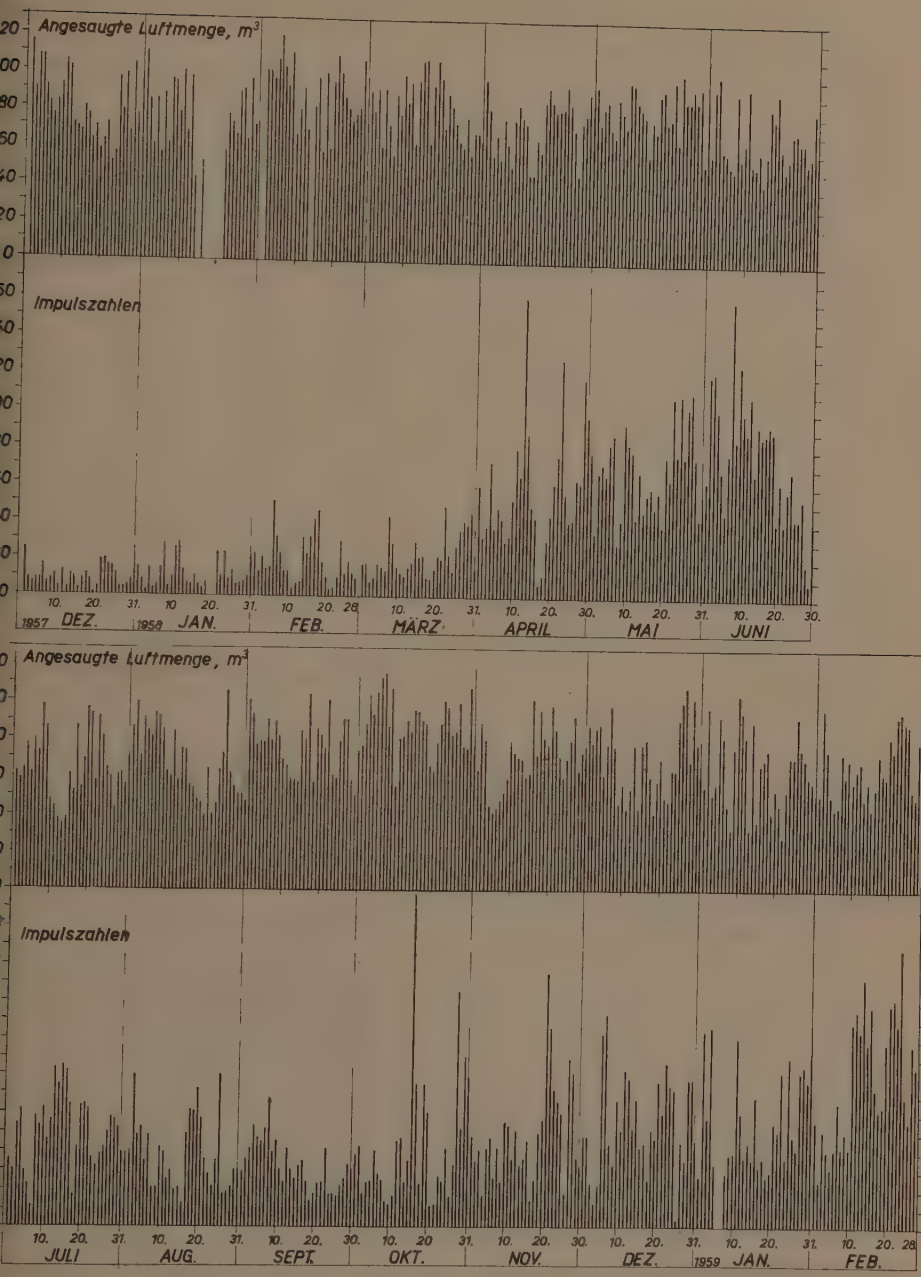

Angesaugte Luftmenge, m³
Impulszahlen
10. 20. 31. 10. 20. 31. 10. 20. 28. 10. 20. 31. 10. 20. 30. 10. 20. 31. 10. 20. 30.
1957 DEZ. 1958 JAN. FEB. MÄRZ APRIL MAI JUNI
Angesaugte Luftmenge, m³
Impulszahlen
10. 20. 31. 10. 20. 31. 10. 20. 30. 10. 20 31. 10. 20. 30. 10. 20. 31. 10. 20. 31. 10. 20. 28.
JULI AUG. SEPT. OKT. NOV. DEZ. 1959 JAN. FEB.

Abb. 2. Tägliche Werte der durch die Filter gesaugten Luftmengen (m^3) und der 48 Stunden nach Abnahme der Filter gemessenen Impulszahlen pro Minute

In Abb. 2 fällt vor allem auf, daß die Impulszahlen vom Dezember 1957 bis März 1958 verhältnismäßig recht klein waren. Ende März machte sich ein Anstieg bemerkbar und im April wurden bereits mehrmals große Höchstwerte erreicht. Auch im Mai blieben die Werte verhältnismäßig hoch und im Juni erfolgte ein neuer Anstieg der Impulszahlen; in diesem Monat wurden Höchstwerte erreicht, die noch über den Werten des April liegen. Diese hohen Werte sind unzweifelhaft dadurch verursacht, daß Ende März große russische Wasserstoffbombenversuche begannen, denen später auch amerikanische Versuche folgten. In der letzten Junidekade gingen die Werte der langlebigen Aktivität wieder stark zurück; sie blieben aber auch in den Folgemonaten noch beträchtlich über den Werten vor dem März 1958. Im Oktober traten wieder mehrmals für kürzere Zeitabschnitte starke Erhöhungen der gemessenen langlebigen Aktivität ein und im allgemeinen zeigt sich wieder eine andauernde steigernde Tendenz auch in den Folgemonaten.

Bemerkenswert sind in Abb. 2 die starken Schwankungen in kurzen Zeitabständen. Diese können auf verschiedene Ursachen zurückgeführt werden. Voraussetzung für die Steigerung der langlebigen Radioaktivität der Luft sind die Atombombenversuche und insbesondere die Wasserstoffbombenversuche, die die aktivierten Spaltprodukte bis in die Stratosphäre schleudern, wo die feinsten Teilchen sich lange halten können und nur allmählich sedimentieren. Es hängt natürlich auch stark von den Luftströmungen in den hohen Luftschichten ab, wohin die aktivierten Teilchenwolken vertragen werden. Die wechselnde vertikale Konvektion und Turbulenz bewirken, daß mehr oder minder viele aktivierte Teilchen in die unteren Luftschichten und zu Boden gebracht werden. Eine große Bedeutung haben dabei auch Niederschläge, die zum Teil die Atmosphäre auswaschen können, was allerdings nur in der Troposphäre geschehen kann. All diese Faktoren, sowohl die starken Luftströmungen der hohen Atmosphäre wie auch die Vertikalkonvektion, wechseln oft rasch und stark und dadurch kommen die raschen Schwankungen in den Beobachtungswerten zustande. Daneben ist aber auch in Betracht zu ziehen, daß die neuen Erkenntnisse von den heißen Teilchen, die einen Großteil der Aktivität auf sich vereinigen, ebenfalls rasche Schwankungen verständlich machen, die dadurch entstehen können, daß zufällig an Einzeltagen höchst aktive Teilchen, an anderen Tagen aber wieder nur weniger heiße Teilchen eingefangen werden. Dadurch wird es sogar denkbar, daß gelegentlich Spitzenwerte gemessen werden, die nur auf das zufällige Einfallen der heißen Teilchen zurückzuführen sind und nicht einmal einen neuen Atombombenversuch als besondere Ursache haben müssen, da heute bereits ein hinreichend großer Vorrat an radioaktiven Teilchen in der hohen Atmosphäre vorhanden ist, aus dem bei entsprechenden Turbulenzzuständen jederzeit radioaktive Spaltprodukte an die unteren Schichten abgegeben werden können. Dies scheint besonders in den letzten Monaten der bearbeiteten Beobachtungszeit der Fall gewesen zu sein, da immer häufiger hohe Werte der langlebigen Aktivität beobachtet worden sind, obwohl in dieser Zeit keine neuen Bombenversuche durchgeführt worden sein

Tabelle 3. *Monatsmittelwerte und Extreme der Radioaktivität der Luft nach Messungen mit Geiger-Müller-Zähler nach 24stündiger Luftansaugung*

	1957 Dez.	1958 Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	1958 Dez.	1959 Jan.	Febr.
Monatsmittelwerte der Impulszahlen pro Minute bei Zählung unmittelbar nach Abnahme der Filterblättchen:	207,0	172,5	148,2	186,4	241,9	413,7	373,9	378,1	378,8	543,7	422,2	420,9	353,1	239,2	314,3
24 Stunden nach Abnahme der Filterblättchen:	16,0	17,7	23,3	28,7	71,3	84,6	87,4	66,5	53,4	57,4	56,1	60,1	65,8	64,8	88,0
48 Stunden nach Abnahme der Filterblättchen:	10,4	13,6	19,0	23,6	58,8	67,2	74,8	52,8	38,9	33,6	44,5	49,1	54,5	57,6	79,5
Extremwerte der Impulszahlen pro Minute bei Zählung unmittelbar nach Abnahme der Filterblättchen:															
Maximum:	607	414	398	399	537	798	741	740	900	1186	1087	588	638	456	778
Minimum:	46	48	49	74	118	111	82	108	113	120	96	144	137	105	138
48 Stunden nach Abnahme der Filterblättchen:															
Maximum:	25	29	49	49	161	111	160	86	81	69	178	135	113	106	149
Minimum:	2	3	4	8	7	29	8	12	13	14	11	14	4	26	24
Anteil der nach 24 Stunden gemessenen Radioaktivität an der Gesamtaktivität in %:	7,7	10,3	15,7	15,4	29,6	20,5	23,4	17,6	14,1	10,5	13,3	14,3	18,6	27,1	28,1
Anteil der nach 48 Stunden gemessenen langlebigen Radioaktivität an der Gesamtaktivität in %:	5,0	7,9	12,8	12,7	24,4	16,3	20,0	14,0	10,3	6,2	10,6	11,7	15,5	24,1	25,3

sollen. Die früher erwähnte Feststellung [8], daß sich anscheinend die radioaktiven Teilchen zu Konglomeraten vereinigen, die als größere Teilchen rascher sedimentieren, scheint ebenfalls eine Erklärung für die

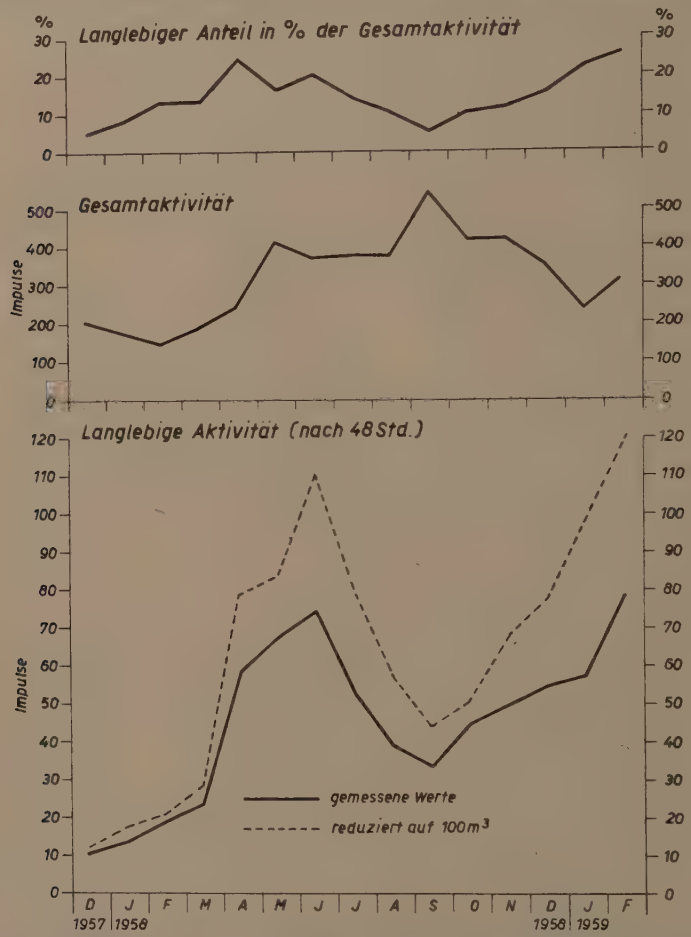

Langlebiger Anteil in % der Gesamtaktivität
%
Gesamtaktivität
Impulse
Langlebige Aktivität (nach 48 Std.)
gemessene Werte
reduziert auf 100m³
D J F M A M J J A S O N D J F
1957 1958 1958 1959

Abb. 3. Monatsmittel der langlebigen Radioaktivität (gemessen 48 Stunden nach Abnahme der Filterblätter), der Gesamtradioaktivität (gemessen unmittelbar nach Abnahme der Filterblätter) und des prozentuellen Anteils der langlebigen Radioaktivität an der Gesamtradioaktivität

zunehmende Radioaktivität zu geben. Besonders auffallend ist der starke Anstieg im Februar 1959. Es handelt sich hier um einen Monat mit einer andauernden stationären Hochdrucklage in Mitteleuropa, die offenbar durch ihre Absinkbewegungen in der freien Atmosphäre die Sedimentierung der radioaktiven Teilchen und dadurch vermutlich in gesteigerter Anzahl auch die Sedimentierung von heißen Teilchen begünstigt hat.

Über die starken Schwankungen hinweg kann man durch Berechnung von Monatsmittelwerten eine Ausgleichung machen, die die allgemeine Tendenz der Änderung der Radioaktivität deutlich zum Ausdruck bringt. In Tabelle 3 sind diese Monatsmittelwerte nach den tatsächlichen Beobachtungen ohne Anbringung einer Korrektur für die drei Meßtermine unmittelbar nach Abnahme der Filterblättchen, 24 Stunden und 48 Stunden später wiedergegeben. Die graphische Darstellung in Abb. 3 zeigt die allgemeine Tendenz deutlich. Im oberen Teil dieser Abbildung sind die Monatsmittelwerte der täglichen Impulszahlen pro Minute der Gesamtradioaktivität unmittelbar nach Beendigung der Luftansaugung in einem Zehntel des Ordinatenmaßstabs der im unteren Teil dargestellten Mittelwerte der täglichen Impulszahlen, die 48 Stunden nach Abnahme der Filterblättchen gezählt worden sind, dargestellt. Es fällt auf, daß beide Kurven im allgemeinen keinen Parallellauf zeigen, was zum Teil daraus erklärlich ist, daß durch zeitweise gesteigerte Atombombenexplosionen der langlebige Anteil künstlicher Radioaktivität zunimmt. Dadurch ist aber nur ein Teil der Abweichungen erklärt, da, wie man beim Vergleich der oberen und der unteren Kurve sieht, z. B. in den Herbstmonaten 1958 der langlebige Anteil der Radioaktivität wieder stark zurückgegangen ist, die Gesamtaktivität aber nicht abgenommen, sondern im Gegenteil zeitweise sogar weiter zugenommen hat. Es kann sich bekanntlich zwar die natürliche Radioaktivität infolge von Witterungseinflüssen örtlich stark ändern. So kann durch starke Winde oder durch Luftdruckfall die Bodenatmung gefördert werden, wodurch mehr natürliche Radioaktivität in die Luft kommen kann. Bei trockenem Boden kann sich die Bodenatmung besser entwickeln als bei durch Regenfälle überschwemmtem Boden; andererseits können durch Regen auch wieder mit Radioaktivität belastete Teilchen aus der Luft ausgewaschen werden und zum Boden kommen. Bekanntlich lagert sich Radioaktivität auch gerne an Aerosolteilchen an. Dadurch werden bei stärkerer Luftverunreinigung auch mehr radioaktive Teilchen an dem Filter abgelagert. Trotz Berücksichtigung all dieser Faktoren bleibt aber doch die durchwegs stark erhöhte Gesamtaktivität des zweiten Halbjahres 1958 zum Teil noch ungeklärt.

Im zeitlichen Verlauf des Gehaltes an langlebiger Radioaktivität fallen zunächst in den ersten Monaten der Meßperiode die sehr niedrigen Werte auf, wobei allerdings bemerkenswerterweise die langlebige Aktivität vom Dezember bis Februar ständig zugenommen hat, während gleichzeitig die Gesamtaktivität in dieser Zeit abgenommen hat. Es deutet dies darauf hin, daß auch, wenn einige Zeit lang keine neue künstliche Radioaktivität durch Atombombenversuche erzeugt wird, diese doch weiter zunehmen kann, da sich durch die verschiedenen Atombombenexplosionen bereits ein entsprechender Vorrat in der Stratosphäre angesammelt hat, von dem durch natürliche Sedimentation und auch durch günstige Turbulenzverhältnisse immer mehr radioaktive Teilchen zu Boden gebracht werden. In welchem Ausmaß der langlebige Anteil an der Gesamtaktivität vom Dezember 1957 bis Februar 1958 zugenommen hat, ist aus den letzten beiden Zeilen der Tabelle 3 ersichtlich. Der 48 Stunden nach der Proben-

sammlung verbliebene langlebige Anteil stieg in diesem Zeitabschnitt von 5,0 auf 12,8%. Größere Atombombenversuche sind aus dieser Zeit nicht bekannt geworden. Nach japanischen Feststellungen auf Grund von Registrierungen der Druckwellen mit Microbarographen [*10*] setzte am 23. Februar 1958 in der Arktis eine neue Atombombenversuchsserie ein, die sich aber in Europa in diesem Monat noch nicht ausgewirkt haben kann, da ja die Teilchenwolken in dieser Jahreszeit um die ganze Erde herumgeführt werden müssen, bis sie über Europa kommen.

Im März 1958 nahm sowohl die Gesamtaktivität wie auch die künstliche Radioaktivität schwach zu; der prozentuelle langlebige Anteil an der Gesamtaktivität blieb aber gegenüber dem Vormonat ungeändert. Im März begannen die aus Zeitungsmeldungen bekannt gewordenen großen russischen Wasserstoffbombenversuche. Diese wirkten sich in Wien in einem raschen Anstieg der langlebigen Radioaktivität der Luft im April aus, der sich darin äußert, daß auch die Gesamtaktivität beträchtlich zugenommen hat, verhältnismäßig aber noch mehr die langlebige Aktivität, deren Anteil an der Gesamtaktivität im Monatsmittel auf das Doppelte des Vormonats gestiegen ist. Dabei ist aber nach Abb. 2 zu bedenken, daß die wirklich hohen Werte der langlebigen Aktivität nur an wenigen Tagen auftraten und dazwischen wieder sehr kleine Werte liegen. Es sieht fast so aus, als ob ein Rhythmus in den Schwankungen zu merken wäre, der möglicherweise je einem Umlauf um die Erde entspricht. Die Spitzenwerte fallen auf den 4., 13., 23., und 29. April. Das sind Abstände von 6 bis 10 Tagen. In 48° Nord würde diesem Rhythmus eine Umlaufsgeschwindigkeit von durchschnittlich 100 bis 185 km/h entsprechen. Dies sind immerhin mögliche Werte, auch wenn man bedenkt, daß der Umlauf nicht durchweg auf diesem Breitenkreis erfolgt, sondern wegen der Abweichungen vom Parallelkreis eine noch etwas längere Strecke zurückgelegt werden muß. Nach japanischen Messungen [*10*] der Verteilung der Radioaktivität mit der Höhe ist anzunehmen, daß in unseren Breiten am häufigsten die größte Aktivität in 8 bis 12 km Höhe zu finden ist, das ist gerade die Höhe, in der auch die Windgeschwindigkeit am größten ist und der Jet Stream verläuft. Im Mai war das Monatsmittel der langlebigen Aktivität noch höher, wenn auch nicht mehr so hohe Spitzenwerte erreicht wurden wie im April. Da die Gesamtaktivität vom April zum Mai aber bedeutend stärker angestiegen war als die langlebige Aktivität, war der Anteil der letzteren an der Gesamtaktivität wieder von 24,4% im April auf 16,3% im Mai zurückgegangen. Das größte Monatsmittel der langlebigen Radioaktivität der Luft wurde im Juni gemessen, worin sich vorhergegangene amerikanische Atombombenversuche, die die Wirkungen der früheren russischen Versuche überlagerten, bemerkbar machen. Diese neue Zufuhr von künstlichen radioaktiven Spaltprodukten zeigte sich auch darin, daß der langlebige Anteil an der Gesamtaktivität wieder auf 20% angestiegen ist. Auch die Spitzenwerte erreichten in diesem Monat wieder Rekordhöhen. In der letzten Junidekade ist aber der langlebige Anteil wieder stark zurückgegangen.

In den Folgemonaten hat bei gleichbleibender oder sogar ansteigender Gesamtaktivität die langlebige oder künstliche Radioaktivität in den Monatsmittelwerten bis zum September abgenommen, in welchem Monat auch wieder ein Tiefstwert des prozentuellen Anteils an der Gesamtaktivität erreicht wurde, wie er auch zu Beginn des Jahres vor den großen Atombombenversuchsreihen beobachtet worden ist. In den Folgemonaten traten wieder einige Spitzenwerte mit Rekordhöhen (besonders am 16. Oktober, 28. Oktober, 21. November, 7. Dezember) auf, die mit sehr niedrigen Werten abwechselten, aber so, daß die Monatsmittelwerte der langlebigen Radioaktivität bis Jahresende dauernd zunahmen, während gleichzeitig die Monatsmittelwerte der Gesamtaktivität abnahmen, so daß der prozentuelle Anteil der langlebigen künstlichen Aktivität im Dezember den $2\frac{1}{2}$fachen Betrag des Septemberwertes erreichte. Auch im Januar 1959 war die langlebige Radioaktivität weiter angestiegen bei gleichzeitiger Abnahme der Gesamtaktivität. Besonders stark war der Anstieg im Februar, in welchem Monat sogar das Monatsmittel des Juni 1958 übertroffen worden ist und auch der Anteil der langlebigen an der Gesamtaktivität den bisher höchsten Wert erreicht. Wie bereits früher erwähnt, dürfte durch eine ungewöhnlich lange andauernde stationäre Antizyklone die Absinkbewegung aus den hohen Luftschichten begünstigt und dadurch eine Steigerung der langlebigen Aktivität bewirkt worden sein. In diesem Monat ist auch die Gesamtaktivität wieder angestiegen.

5. Folgerungen für notwendige Anforderungen an die Meßmethoden

Bei der Verarbeitung der bisher vorliegenden Beobachtungsergebnisse wurden Erfahrungen gemacht, die es ermöglichen, auf Grund der vorstehenden Ausführungen gewisse Forderungen aufzustellen, die bei der Messung der Radioaktivität berücksichtigt werden sollten. Es sind dies folgende Forderungen:

1. Da die bei der Filtermethode angesaugte Luftmenge je nach dem Verschmutzungsgrad der Luft von Tag zu Tag größeren Schwankungen unterliegt, die Radioaktivität der niedergeschlagenen Ablagerungen naturgemäß aber von der Luftmenge, aus der die Ablagerungen entnommen worden sind, abhängt, muß verlangt werden, daß die angesaugte Luftmenge ständig kontrolliert wird. Da eine nachträgliche Reduktion auf eine bestimmte Luftmenge Schwierigkeiten bereitet, ist dafür zu sorgen, daß die Menge der angesaugten Luft möglichst konstant gehalten wird. Da die Abweichungen vom Sollwert der Ansaugleistung am Beginn der Saugzeit nur klein sind und erst im Laufe der Zeit bei stärkerer Verschmutzung der Filter größer werden, kann eine Abhilfe auch einfach dadurch geschaffen werden, daß die Saugzeiten kürzer (etwa 6 oder 8 Stunden lang) gehalten werden. Eine kontinuierliche langsame Fortbewegung der Filter während des Ansaugens macht eine Kontrolle der angesaugten Luftmenge unmöglich und ist daher abzulehnen, wenn nicht für eine Konstanthaltung der Saugleistung der Pumpe gesorgt werden kann.

Einer diskontinuierlichen Fortbewegung der Filter nach Ablauf einer bestimmten Saugzeit ist der Vorzug zu geben.

2. Da sich zeigte, daß die Meßwerte der Radioaktivität der Luft unmittelbar nach Abnahme der Filterblätter ganz anderen zeitlichen Änderungen unterworfen sind als die Werte der nach 48 Stunden erfolgten Messungen der langlebigen Radioaktivität, muß verlangt werden, daß ständig beide Messungen, das heißt die Messung der Gesamtradioaktivität und die Messung der langlebigen Aktivität durchgeführt werden. Dies ist auch zur Beurteilung der Änderungen der langlebigen Aktivität notwendig.

3. Zur Klärung der Schwankungen der langlebigen Radioaktivität und insbesondere ihrer ständigen Zunahme in den letzten Monaten auch ohne Nachlieferung künstlicher Radioaktivität durch Atombombenversuche kann die Beobachtung des Vorkommens sogenannter heißer Teilchen und ihrer zeitlichen Schwankungen beitragen. Es ist deshalb zu empfehlen, Autoradiographien in den laufenden Beobachtungsdienst aufzunehmen.

Literatur

1. Steinhauser, F.: Vorläufige Mitteilungen über Freiluft-Registrierungen mit dem Geiger-Zähler. Anzeiger d. math.-naturw. Kl. d. Österr. Akad. d. Wiss., **1955**, Nr. 11.
2. Schuhmann, G.: Untersuchung der Radioaktivität der Atmosphäre mit der Filtermethode. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **9**, 204 (1956).
3. Steinhauser, F.: Messungen der Luftverschmutzung in Wien. Arch. Met. Geoph. Biokl. B **10** (1959, im Druck).
4. Steinhauser, F.: Entwicklung und Verteilung des Stadtdunstes. In: F. Steinhauser, O. Eckel und F. Sauberer, Klima und Bioklima von Wien, II. Teil, S. 67. Wien, 1957.
5. Steinhauser, F.: Der CO_2-Gehalt der Luft in Wien und seine Abhängigkeit von verschiedenen Faktoren. Ber. Dtsch. Wetterd. Nr. 51 (1959).
6. Bangerl, Anna, und F. Steinhauser: Die Verteilung des SO_2-Gehaltes der Luft im Stadtgebiet von Wien. Arch. Met. Geoph. Biokl. B **10**, 132 (1959).
7. Schedling, J. A., und W. A. Müller: Über das Vorkommen relativ stark radioaktiver Teilchen großer Halbwertzeiten im atmosphärischen Aerosol. Atomkernenergie **4**, 72 (1959).
8. Schedling, J. A.: Über die „heißen" Teilchen im atmosphärischen Aerosol. Sitz.-Ber. d. Österr. Akad. d. Wiss. Wien, math.-naturw. Kl. (1959, im Druck).
9. Nach freundlicher Mitteilung von Herrn W. A. Müller, I. Physikalisches Institut der Universität Wien.
10. Present Status of Artificial Radioactivity Observations in Japan. The Japan Meteorological Agency, Tokyo, March 1958.

Buchbesprechungen

Advances in Geophysics. Vol. 5. Herausgegeben von H. E. Landsberg und J. Van Mieghem. Mit 55 Textabb., X, 325 S. New York: Academic Press Inc. Publishers. 1958. $ 10.—.

Der neue Band dieser bekannten Schriftenreihe wird zeitgemäß eingeleitet mit einem historischen Bericht von N. C. Gerson über die Vorgeschichte und die Geschichte der beiden Polarjahre und des Internationalen Geophysikalischen Jahres sowie über die Programme, Einrichtungen, Arbeiten und Ergebnisse dieser großen internationalen Unternehmungen.

Ein Forschungszweig, der in neuerer Zeit auch im Hinblick auf verschiedene Anwendungen und Verwertungsmöglichkeiten für praktische Belange besonders Interesse findet, wird von B. Gutenberg in seiner zusammenfassenden Bearbeitung der Methoden und Ergebnisse von Untersuchungen über die Erscheinungen der Mikroseismen oder der Bodenunruhe behandelt. Auf Grund der Periodenlängen und der Ursachen der Mikroseismen werden zwölf Typen unterschieden. Es werden Beobachtungsergebnisse über die verschiedenen Arten von Mikroseismen und aus verschiedenen Teilen der Erde mitgeteilt, insbesondere auch Beobachtungen über die Richtung und Geschwindigkeit, über die Formänderungen bei der Ausbreitung über Kontinente und Ozeane und über den Einfluß des Untergrundes, über Wellentypen, über jährliche, halbjährliche und elfjährige Perioden im Auftreten von Mikroseismen, über Zusammenhänge mit meteorologischen Erscheinungen, mit Meereswellen und mit der Brandung. Auch die verschiedenen Versuche zur theoretischen Behandlung von Problemen der Mikroseismen werden besprochen.

In einem Beitrag über Größe und Figur der Erde berichtet R. A. Hirvonen über neue geodätische Instrumente und über Fortschritte in geodätischen Beobachtungsmethoden sowie über die mit den neuen Instrumenten und Methoden der Triangulation, der astronomischen Ortsbestimmung, der Nivellierung und der Schweremessung gewonnenen Ergebnisse und im besonderen über die mathematische Behandlung der Schwerebeobachtungen und eine neue Art ihrer Anwendung zur Bestimmung der Figur der Erde. In umfassender Darstellung werden die Methoden und Ergebnisse der Untersuchungen ozeanischer Gezeiten von A. T. Doodson behandelt.

Besonderes Interesse verdient der Bericht von K. Watanabe über den neuesten Stand der Forschungen über UV-Absorptionsprozesse in den hohen Atmosphärenschichten. Nach einer kurzen Darstellung der Grundlagen und Gleichungen wird eine kritisch geprüfte Zusammenstellung über die Dichte und Temperaturänderung mit der Höhe und über die Zusammensetzung der hohen Luftschichten geboten und daraus ein Modell der Atmosphäre für

Höhen von 60 bis 200 km abgeleitet, das den weiteren Berechnungen zur Grundlage dient. Nach einer Übersicht über die bisher mit Raketen gemessene Spektralverteilung der Sonnenstrahlung unter 3000 Å wird ausführlich über die Absorptionsquerschnitte von O_2, N_2, NO, O_3, Wasserdampf, N_2O, CO_2, O, N, CH_4, NH_3, CO, He, seltene Gase und Na in diesen Spektralbereichen berichtet. Unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse werden die Eindringtiefen der Ultravioletttstrahlung in die Atmosphäre in ihrer Wellenlängenabhängigkeit im ganzen Wellenlängenbereich unter 3000 Å bestimmt und die atmosphärischen Absorptionsprozesse in der Ozonschicht, in der O_2-Dissoziationsschicht und in der D-, E- und F-Schicht bzw. der Beitrag dieser Prozesse zur Entstehung dieser Schichten diskutiert.

In seinem Bericht über den gegenwärtigen Stand der Wolkenphysik und über die Fortschritte, die in den Bemühungen um eine künstliche Einflußnahme auf die Wolkenbildung oder auf die Vorgänge in den Wolken in jüngster Zeit gemacht worden sind, berührt J. E. McDonald ein Wissensgebiet, dem gegenwärtig nicht nur vom wissenschaftlichen Gesichtspunkt, sondern auch im Hinblick auf die Ausnutzung für die Praxis großes Interesse entgegengebracht wird. Aus einer interessanten Abschätzung des in der Atmosphäre vorhandenen Wasserdampfgehaltes und des gesamten Wassergehaltes der Luft wird gefolgert, daß günstigenfalls nur $^1/_{10\,000}$ des atmosphärischen Wassergehaltes durch künstliche Auslösung von Niederschlägen betroffen werden könnte, wodurch die Energiebilanz der gesamten Lufthülle kaum geändert werden würde. Die Zeitdauer, die für den Ablauf eines vollen Wasserdampfumsatzes in der Atmosphäre benötigt wird, wird auf 12 Tage geschätzt. Es werden dann in außerordentlich übersichtlicher, klarer und gründlicher Darstellung in ihrer historischen Entwicklung und nach dem neuesten Stand der Forschung die Kondensationsprozesse in der Atmosphäre und die Niederschlagsbildung durch Eisbildung und durch Anlagerung in qualitativer und quantitativer Hinsicht behandelt und damit die Grundlagen für die Entwicklung der Methoden zur künstlichen Beeinflussung von Wolken- und Niederschlagsbildung dargelegt, deren wissenschaftliche Aspekte im weiteren erörtert werden. Dabei ist auch hervorzuheben, daß sich der Autor bemüht, eine Klärung der heute oft nicht einheitlichen Terminologie auf dem Gebiete der Wolken und Niederschlagsphysik herbeizuführen. Besonders wertvoll ist die kritische Zusammenstellung der verschiedenen Ergebnisse von Untersuchungen über die Beeinflussung der Gefrierkernwirksamkeit des AgJ durch Strahlung und durch andere Faktoren und der damit zusammenhängenden mikrophysikalischen Vorgänge. Die Möglichkeiten und bisher erreichten Ergebnisse der künstlichen Einflußnahme auf die Wolkenentwicklung und Niederschlagsbildung durch Beeinflussung der Anlagerungsprozesse werden in der Darstellung der Methoden und Versuche der Besprühung mit Wassertropfen vom Flugzeug aus und der Impfung des aufsteigenden Luftstromes konvektiver Wolken mit trockenen NaCl-Teilchen gezeigt. Eine kritische Betrachtung der Möglichkeiten der objektiven und überzeugungsfähigen Beurteilung des Erfolges der Versuche zur Modifikation der Wolken und Niederschläge beschließt die ausgezeichnete Darstellung dieses Problemkomplexes. F. Steinhauser, Wien.

Introduction to Meteorology. Von S. Petterssen. Zweite Auflage. Mit 213 Textabb., IX, 327 S. New York-Toronto-London: McGraw-Hill Book Company, Inc. 1958. 52s. 6d net.

Die großen Fortschritte der letzten Jahrzehnte in allen Zweigen der Meteorologie haben es mit sich gebracht, daß die Neubearbeitung der Ein-

führung in die Meteorologie S. Petterssens 17 Jahre nach dem Erscheinen der ersten Ausgabe ein völlig neues Werk geworden ist. Es will vor allem eine erste Einführung in das Gesamtgebiet der meteorologischen Wissenschaft für Studenten, die sich diesem Wissenszweig widmen wollen, sein, wendet sich aber auch an Angehörige verwandter Disziplinen und auch an Praktiker, die sich darüber informieren wollen, was ihnen die Meteorologie als Wissenschaft zu bieten hat. Dieser Zielsetzung entsprechend bringt es eine sehr verständliche und dem neuesten Stand der Forschung angepaßte Übersicht über Zusammensetzung und Aufbau der Atmosphäre, über Meßinstrumente und Beobachtungsmethoden, über die Formen und Klassifikation von Wolken und Niederschlägen und über die physikalischen Prozesse der Wolken- und Niederschlagsbildung bis zur künstlichen Beeinflussung der Niederschlagstätigkeit, über Wärme und thermodynamische Temperaturänderungen, über Strahlung und Wärmeaustausch verschiedener Art, über Bedingungen und Formen der Entwicklung von Schauern, Gewittern und Tornados und über die Nebelbildung, über die Bewegungsgesetze und über die lokalen und großräumigen Windsysteme, über Luftmassen und Fronten, über Zyklonen, Antizyklonen und tropische Störungen, über die Grundlagen der Wettervorhersage sowie auch über das Temperatur- und Niederschlagsregime der Erde und über die Welt-Klimaklassifikation und ihre Charakterisierung. Dabei werden nicht nur die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse, sondern auch die Modifikation ihres Ablaufes durch die Wechselwirkung von Erdoberfläche und Atmosphäre und durch den Einfluß von Ozeanen, Kontinenten und Gebirgen in klarer und eindrucksvoller Form zur Darstellung gebracht. Damit ist es dem Autor gelungen, eine umfassende und im wahrsten Sinne des Wortes wirklich gute Einführung in das so komplizierte Gebiet des meteorologischen Geschehens und seiner wissenschaftlichen Erforschung zu schaffen, die ihrem Zweck in ausgezeichneter Weise dienen wird. Zahlreiche instruktive Abbildungen unterstützen einerseits das Verständnis der textlichen Darstellung und vermitteln andererseits auch einen Überblick über weltweite Forschungsergebnisse. F. Steinhauser, Wien.

Descriptive Meteorology. Von H. C. Willett und F. Sanders. Zweite Auflage. Mit 72 Textabb., X, 355 S. New York: Academic Press, Inc. 1959.

Das bekannte Buch, das sich in seiner ersten Auflage als ausgezeichnetes einführendes Lehrbuch der Meteorologie sehr gut bewährt hat, liegt nun in vollständig neuer Bearbeitung vor. Das Ziel und die Darstellungsart des Buches sind gleich geblieben, der Inhalt ist auf den neuesten Stand der Forschung gebracht worden. Aufbauend auf die physikalischen Grundlagen, die in der Zusammensetzung und vertikalen Erstreckung der Atmosphäre, in der Stabilität der Schichtung und in Vertikalverschiebungen und damit verbundenen thermodynamischen Prozessen, in der Wärmebilanz und Temperaturverteilung, in den Kondensationsprozessen und in dem Strömungsverhältnis liegen, werden die Erscheinungen der großräumigen allgemeinen Zirkulation, zyklonale und antizyklonale Zirkulationsgebilde aller Art, die Entstehung und Bedeutung der Luftmassen, kleinräumige Zirkulationsformen und die Grundlagen der Wettervorhersage und Wetterbeeinflussung in einer dem Zweck des Buches entsprechenden einfachen und klaren Darstellungsweise behandelt. In der Behandlung des Stoffes ist bemerkenswert, daß der Hauptteil der Schilderung der meteorologischen Auswirkungen der im ersten

Teil besprochenen physikalischen Grundprozesse sich auf die Darstellung von Zirkulationsformen stützt, wobei neben den weltweiten Erscheinungen der allgemeinen planetaren Zirkulation sekundäre Zirkulationen eines thermischen Typus, verursacht durch lokale Erwärmung oder Abkühlung am Boden (Monsun) oder durch lokale thermische Einflüsse der oberen Luftschichten (tropische Hurricane), und eines dynamischen Typus, aufbauend auf die Wirksamkeit des Nebeneinanders verschiedenartiger Luftmassen (wandernde Zyklonen und Antizyklonen), und tertiäre Zirkulationen kleinräumiger Luftbewegungen, erzeugt durch lokale Erwärmung oder Abkühlung (Tal- und Bergwinde, Gletscherwinde, Sand- und Staubwirbel, thermische Konvektion) oder durch gleichzeitig nebeneinander liegende lokale Erwärmung oder Abkühlung (Land- und Seewinde, Wärmegewitter), oder dynamischen Ursprungs (vertikale Wirbel, Föhn, orographische und Frontgewitter und Schauer, Tornados) unterschieden werden. Neben der didaktisch vorzüglichen Darstellungsweise liegt ein großer Vorzug des in sehr ansprechender Form geschriebenen Buches auch in dem logischen Aufbau der Entwicklung des dargebotenen Wissensgutes, so daß es nicht nur für den Studierenden sehr lehrreich ist, sondern auch für den Fachmeteorologen eine genußreiche Lektüre bietet. F. Steinhauser, Wien.

Natural Aerodynamics. Von R. S. Scorer. Mit zahlreichen Textabb., XI, 312 S. London-New York-Paris-Los Angeles: Pergamon Press. 1958. 60s. net.

In dem vorliegenden Buch, das aus Einführungsvorlesungen in das Gebiet der physikalischen Grundlagen der Vorgänge in natürlichen Strömungen hervorgegangen ist, versteht es der Verfasser in ausgezeichneter Weise, ohne großen mathematischen Aufwand, aber unterstützt von sehr instruktiven schematischen Darstellungen, die verschiedenen zum Teil sehr komplizierten Erscheinungen und Entwicklungen anschaulich darzustellen und leicht verständlich zu machen, wobei die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse an natürlichen Bewegungsformen erläutert werden. Dies gilt schon für die allgemeinen Grundlagen, die in den Abschnitten über die Trägheitskräfte, über die Bewegungen auf der rotierenden Erde und über Wirbelbewegungen behandelt werden, wovon die Darstellung des geostrophischen Windes, der Reibungswirkung, des Gradientwindes, des isallobarischen Windes, der Konfluenz und Diffluenz, der Bewegungen in der freien Atmosphäre, der thermischen Steuerung des Bodendruckfeldes, des thermischen Windes, der Bewegungen an Fronten und in Depressionen, der Begründung des Jet Stream und der Wirbelbildungen und Wellenbewegungen in der Atmosphäre erwähnt seien. Dabei werden für die Bewegungsformen auch mathematische Formulierungen angegeben, die aber nicht so sehr exakt abgeleitet, sondern sozusagen nur an Hand der graphischen Darstellungen verständlich gemacht und erläutert werden, was dazu führt, daß die Studierenden eine anschauliche Vorstellung von der Bedeutung der mathematischen Formeln bekommen.

In ebenso anschaulicher Form werden auch die Probleme der Bewegungen unter Reibungseinfluß und die Grenzschichtprobleme mit ihren Anwendungen auf in der Natur vorkommende Bewegungserscheinungen behandelt, ferner die Strömung um Hindernisse mit Sog- und Turbulenzbildung und Anwendungen auf die Bewegung von Luftblasen im Wasser, auf das Einfangen von Wolkentröpfchen durch Regentropfen und dergleichen, verschiedene Formen von Turbulenz und Konvektion mit Anwendung auf die Entwicklung von

Konvektionszellen und ihre Bewegungsformen, auf die Bildung von Konvektionsstraßen, auf die Ausweitung und Strömungsformen in einem aufsteigenden thermischen Konvektionselement und die Ausbildung der Wolkenpilzform, auf die Entwicklung der Konvektion bei überadiabatischen Temperaturgradienten und im Zusammenhang damit die Entstehung von Sandwirbeln in Wüsten und die Entwicklung der Thermik über Land, über Wasser und auf sonnenbeschienenen Berghängen. Ebenfalls sehr klar und anschaulich werden die verschiedenen komplizierten Bewegungsformen von Strahl- und Düsenströmen und von Rauchfahnen analysiert und die Möglichkeiten ihrer quantitativen Erfassung und Behandlung unter verschiedenen Bedingungen dargelegt. Es sind dies Probleme, die besonders für die Beurteilung der Verbreitung von Luftverunreinigungen von Bedeutung sind. Ein weiterer Abschnitt ist den Wellenbewegungen gewidmet, und zwar den Schallwellen von Explosionen, Vulkanausbrüchen und Atombombenversuchen, den Gezeitenwellen, den Leewellen von Gebirgszügen und den durch einzelne Berge verursachten Wellen, Scherungswellen und Rotoren im Luv oder Lee von Gebirgen und beim Überwehen von Tälern, wandernde Wellen und durch thermische Konvektion bedingte Wellen. Schließlich werden auch die Vorgänge und Bewegungen in aufsteigenden Cumuluswolken und bei Konvektion in stabiler Umgebung, Bewegungen in der Umgebung von Konvektionswolken, die Vorgänge bei der Umbildung dünner Schichtwolken durch Hebung, Senkung, Vereisung und Strahlung, die durch den fallenden Niederschlag verursachten Bewegungserscheinungen, die Energiequellen der Gezeiten der Atmosphäre und Vorgänge in Hagelgewitterwolken in ihren Einzelheiten dargestellt und erläutert.

Das besonders Wertvolle an dem in seiner Art einzigartigen und eigenartigen Buch liegt darin, daß der Leser nicht nur durch die klare und anschauliche Darstellungsweise ein gutes Verständnis für die behandelten Probleme bekommt, sondern daß ihm auch durch die Schilderung der aus Beobachtungen erschlossenen natürlichen Vorgänge bis in kleinste Details, die man in dieser Art nicht leicht woanders findet, in ausgezeichneter Weise ein Einblick in schwer zugängliche und erfaßbare Einzelheiten des mit aerodynamischen Vorgängen zusammenhängenden Naturgeschehens geboten wird. Dies gilt sowohl für die großräumigen wie im besonderen auch für die kleinräumigen Vorgänge und Bewegungen. Darum wird sich das Buch nicht nur als Lehrbuch für Studierende sehr gut bewähren, sondern es vermittelt auch dem praktischen Meteorologen manch neue Einblicke und gibt auch dem Lehrer der Meteorologie nützliche Anregungen und Lehrbehelfe.

F. Steinhauser, Wien.

Physikalisch-statistische Regeln als Grundlage für Wetter- und Witterungsvorhersagen. Band II. Von F. Baur. Mit 23 Textabb., VI, 152 S. Frankfurt am Main: Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1958. DM 45.—.

Der nun vorliegende zweite Band des Werkes von F. Baur ist der Ableitung und Begründung von Regeln gewidmet, die Monats- und Jahreszeitenvorhersagen dienen sollen. Als Grundlage für die Beurteilung des Verhaltens der allgemeinen Zirkulation, auf dem im wesentlichen die Regeln basieren, werden die für Gruppen von Steuerungsgroßlagen zusammengefaßten Großwetterlagen aus dem Großwetterlagenkatalog von 1881 bis 1950 für die Jahreszeiten und für das Jahr, die Erhaltungsneigung durch Angabe der mittleren Dauer und der Häufigkeitsverteilung der Andauerzeiten, die Wiederholungsneigung,

das heißt die Tendenz zur Wiederherstellung einer Großlage und damit eines bestimmten Zirkulationstypus nach vorübergehender Ablösung für eine kürzere oder längere Zeit durch eine andere Großlage, und die Erhaltungs- und Wiederholungsneigung des Richtungssinnes der Abweichungen der Monatsmittelwerte der Temperatur Mitteleuropas festgestellt.

Größtenteils aus der Erhaltung und Wiederholungsneigung bestimmter Zirkulationsformen werden folgende Vorhersageregeln erklärt: Regeln über die Folgetemperatur des Winters und Hochwinters in Mitteleuropa nach positiver Temperaturanomalie in der ersten Dezemberhälfte, über die Folgetemperatur im Februar in Mitteleuropa nach starken Druckabweichungen in Verbindung mit dem Vorhandensein oder Fehlen einer Schneedecke Ende Januar, über Niederschlagswahrscheinlichkeit Ende Mai in Mittel- und Südwestdeutschland nach übernormalem Druck in der ersten Maihälfte, über andauernde Trockenheit in Deutschland und Österreich in der zweiten Julipentade, über warme Winter in New England nach zu warmem November und zu hoher Temperatur in der ersten Dezemberhälfte und über zu kalte Winter nach zu kaltem November und zu kalter erster Dezemberhälfte, über zu warme bzw. zu kalte Winter nach gesteigerter bzw. abgeschwächter zonaler Zirkulation im Nordatlantik im November und über übernormale Niederschläge im Oktober in Südwestdeutschland nach Druckfall von Ende September bis anfangs Oktober.

Als weitere Grundlage für langfristige Wettervorhersagen werden Singularitäten im Jahresgang der Häufigkeiten der Steuerungsgroßlagen in Europa, die sich auch in Singularitäten des Jahresganges des Luftdrucks wiederspiegeln, aufgezeigt und diskutiert, aus dem Jahresgang der Korrelationen der 10 Tage-Mittel des Luftdrucks mit dem unmittelbar folgenden 10 Tage-Mittel Eintrittsdaten und Wetterwenden in Mitteleuropa abgeleitet und ein Kalender der Witterungsregelfälle für Mitteleuropa aufgestellt. Es werden ferner auch aus dem Jahresgang des Luftdrucks in Toronto auffallende Witterungsregelfälle festgestellt und die bemerkenswerte Gleichzeitigkeit eines Januar-Tauwetters in den Nordoststaaten der USA und des mitteleuropäischen Hochwinters um den 21. Januar besprochen, ohne aber im einzelnen einen engen Zusammenhang zwischen beiden Erscheinungen nachweisen zu können.

Aus der aus diesen Grundlagen sich ergebenden Tatsache, daß wechselnde Zirkulationsformen in bestimmten Jahresabschnitten mit besonderer Häufigkeit auftreten, werden als weitere Regeln über Zusammenhänge in den zeitlich sich folgenden Witterungserscheinungen abgeleitet: Regeln über übernormale Niederschläge im Hochsommer in Westdeutschland nach übernormalen Temperaturen in Berlin in der ersten Junihälfte, über einen trockenen Hochsommer in Westdeutschland nach starker Zunahme der Luftdruckdifferenz Potsdam — Stykkisholm von der 2. Junihälfte zur 1. Julidekade, über einen zu warmen und zu trockenen September nach einem starken Rückgang der Niederschlagshäufigkeit von der 3. zur 4. Augustpentade in Norddeutschland, über einen zu kalten Januar nach in Mitteleuropa zu warmem und in Westdeutschland zu trockenem Oktober, über einen im Durchschnitt in Mitteleuropa milden Februar nach zu kaltem Oktober und November, über einen milden Winter in Mitteleuropa nach stark unternormaler Luftdruckdifferenz Ponta Delgada — Stykkisholm und übernormaler Luftdruckdifferenz Triest — Haparanda im November, über einen in Mitteleuropa zu warmen und in Westdeutschland auch zu trockenen Mai nach in Mitteleuropa zu kaltem Januar und Februar und zu warmem März.

Auch aus dem Ausbleiben von Witterungsregelfällen werden Regeln für die nachfolgende Witterungsgestaltung erschlossen, und zwar: Regeln über einen in Mitteleuropa milden Februar nach unternormaler Druck- und Temperatursumme zur Zeit des Hochwinters um den 21. Januar, über einen in Westdeutschland nicht zu trockenen Sommer nach im April in Mitteleuropa und besonders um Mitte April in Berlin unternormalem Luftdruck und über einen nicht zu nassen Sommer nach entsprechenden positiven Druckabweichungen im April, über einen starken Kälteeinbruch im ersten Drittel des Juni nach stark übernormal warmer letzter Maipentade in Mitteleuropa, über einen milden Winter in Mitteleuropa nach übernormalem Luftdruck im letzten Septemberdrittel in Potsdam und Moskau. Für alle Regeln werden Zahlenangaben für Schwellenwerte der Abweichungen und zum Teil auch andere wesentliche Nebenbedingungen angegeben.

Es ist erfreulich, daß in dem vorliegenden Werk die Ergebnisse der Versuche zur langfristigen Witterungsvorhersage auf statistischer Grundlage in zusammenfassender Darstellung vorgelegt und damit einer allgemeinen Anwendung zugänglich gemacht werden. Der Verfasser leitet nicht nur die Regeln ab und prüft sie nach statistischen Kriterien, sondern versucht auch eine Deutung für das Zustandekommen der in den Regeln ausgedrückten Beziehungen zu geben.

In Ergänzung zu dem im ersten Band Gebrachten werden in einem Schlußabschnitt auch noch neue Forschungsergebnisse über solare Einflüsse auf Wetter und Großwetter mitgeteilt und insbesondere neue Belege für die Doppelschwankung des Großwetters innerhalb des Sonnenfleckenzyklus beigebracht und neue Ergebnisse über die Bedeutung der Sonnenfackeln für das Großwetter, über die Wirkung der Änderungen der Sonnenaktivität von Monat zu Monat auf das Großwetter und über den Einfluß starker chromosphärischer Sonneneruptionen auf die Temperatur in Mitteleuropa besprochen.

F. Steinhauser, Wien.

Atmospheric Explorations. Herausgegeben von H. G. Houghton. Mit 75 Textabb., X, 125 S. New York: The Technology Press of Massachusetts Institute of Technology and John Wiley & Sons, Inc. 1958. $ 6.50.

Das Buch enthält fünf Vorträge, die auf einem zur Erinnerung an den 250. Geburtstag Benjamin Franklins von der Amerikanischen Akademie für Kunst und Wissenschaften veranstalteten Symposium über die „neuesten und interessantesten" Entwicklungen der Erforschung der Atmosphäre abgehalten wurden. Drei Vorträge behandeln Probleme der Luftelektrizität und zwei Vorträge Erscheinungen der hohen Atmosphärenschichten.

R. Gunn berichtet über die Elektrifizierung von Wolken- und Regentropfen und bringt vor allem Ergebnisse seiner eigenen Laboratoriumsuntersuchungen aus den letzten Jahren. Insbesondere handelt es sich dabei um die Bestimmung neuer zuverlässiger Beobachtungsdaten über die Ladung von Wolkentröpfchen und ihre Verteilung, die wesentliche Unterschiede zwischen regnenden und nichtregnenden Wolken zeigten. Die Elektrifizierung der Wolkentropfen wird als Diffusion der Ionen an die Tropfen erklärt und die Verteilung der Ladungszahlen auf die Tropfen mit einer Aerosol-Elektrifizierungsgrundgleichung beschrieben. Messungen der elektrischen Ladung von Regentropfen und ihrer Verteilung in den Regenwolken selbst ergaben bei nahezu Gaußscher Verteilung der Tropfenladungen 10- bis 30fach größere

Ladung als bei Messungen der Ladung von Regentropfen am Boden. Die Verteilung der Ladung des Regens wird durch Anlagerung von geladenen Wolkentropfen an die fallenden Regentropfen erklärt und in einer mathematischen Formel beschrieben.

In einem weiteren interessanten Beitrag setzt sich J. P. Kuettner kritisch mit Ansichten über die Entstehung elektrischer Ladungen in Gewittern auseinander und erläutert in Einzelheiten einen neuen Mechanismus der Ladungstrennung beim Durchfallen von Niederschlagsteilchen durch Wolken in ruhiger Luft und im aufsteigenden Luftstrom. Der dargelegte Mechanismus wird auch durch quantitative Ableitungen untermauert.

In seinem Beitrag über positive Leitungsfunken in der Luft in ihrer Beziehung zum Blitzschlag versucht L. B. Loeb zum besseren Verständnis der Einzelheiten von positiven und negativen Leitungsprozessen vor allem zu klären, wie die über ungeheuer viele Tropfen verteilten Ladungen in kurzer Zeit zu einer einzigen Entladung vereinigt werden können.

H. Wexler geht in seinem Beitrag über Vorgänge in der hohen Atmosphäre von einer Übersicht über die Verteilung von Druck, Dichte und Temperatur und über die Höhenverteilung der die Sonnenstrahlung in den verschiedenen Spektralbereichen absorbierenden Gase sowie der absorbierten Strahlungsmengen selbst bis 200 km Höhe sowie von einem Modell der allgemeinen Zirkulation in der Lufthülle bis 120 km Höhe aus und bespricht Untersuchungen über das Eindringen von Störungen vom äußeren Rand der Atmosphäre nach unten (Störungen der Ionosphäre und ihren Zusammenhang mit Druckänderungen am Boden, von oben nach unten fortschreitende Wärmeeinbrüche in Höhen von 30 bis 10 km, abnormale Temperatur in der arktischen Stratosphäre und ihre Zusammenhänge mit Vertikalbewegungen in hochreichenden Zyklonen und Antizyklonen und mit Änderungen in der Ozonosphäre). Ferner wird das Fortschreiten von Störungen von unten nach oben an Beispielen der Auswirkung der durch Gebirgszüge im Strömungssystem verursachten Störungen in der Stratosphäre und in der Ozonosphäre, des Zusammenhanges der Ozonverteilung mit Zyklonen und der Auswirkungen von Störungen der unteren Atmosphäre in der Ionosphäre gezeigt.

Im letzten Beitrag beschreibt H. G. Booker die verschiedenen Erscheinungen, die im Zusammenhang mit unregelmäßigen Streuungen von Radiowellen in der Ionosphäre beobachtet worden sind. Zum Teil ist eine quantitative Erklärung dieser Erscheinungen noch nicht möglich und zum Großteil werden sie mit Turbulenzvorgängen in der Ionosphäre in Zusammenhang gebracht.

F. Steinhauser, Wien.

Polar Atmosphere Symposium. Part I: Meteorology Section. Symposium at Oslo 2–8 July 1956. Herausgegeben von R. C. Sutcliffe. Mit zahlreichen Textabb., XI, 341 S. London-New York-Paris-Los Angeles: Pergamon Press. 1958. 70s. net.

Die meteorologischen und klimatologischen Verhältnisse und Vorgänge in den arktischen Gebieten haben bereits seit langem großes wissenschaftliches Interesse gefunden; in neuerer Zeit ist dazu noch das aus den praktischen Erfordernissen des Flugverkehrs über das Polargebiet resultierende Bedürfnis nach Erweiterung unserer Kenntnisse aus diesen Gebieten gekommen. Deshalb ist es sehr zu begrüßen, daß auf dem im Juli 1956 von der Beratungsgruppe für aeronautische Forschung der NATO in Oslo veranstalteten Symposion Gelegenheit zu einem Überblick über die Ergebnisse und Probleme

der meteorologischen Arktisforschung geboten worden ist und daß die dabei gehaltenen Vorträge zugleich mit den anschließenden Diskussionen in der vorliegenden Publikation allgemein zugänglich gemacht werden.

Die erste Vortragsgruppe ist klimatologischen Problemen gewidmet und behandelt die Abgrenzung der Arktis und Subarktis nach der geographischen Verteilung von Vegetation, Permafrost, Meeres- und Flußvereisung, Vergletscherung und Zirkulation der Wassermassen und ihre Beziehung zum Klima, Ähnlichkeiten und Gegensätze zwischen arktischem und antarktischem Klima in vergleichsweiser Darstellung der Packeisgrenzen, der 0° Isotherme, der Zyklonenbahnen, der Verteilung von Divergenzzonen im Winter und im Sommer, der Linien größter Niederschlagshäufigkeit und aerologischer Verhältnisse, ferner die Klimaänderungen im Nordatlantiksektor der Arktis und eine Übersicht über die meteorologischen und vor allem aerologischen Arbeiten in der Arktis.

Die zweite Vortragsgruppe beschäftigt sich mit Fragen der allgemeinen Zirkulation in der Arktis. Auf Grund von Mittelwerten der Jahre 1948 bis 1955 wurden neue Bodendruck- und 700 mb-Karten gezeichnet und die darin zum Ausdruck kommenden Abweichungen gegenüber früheren Darstellungen wie auch Beziehungen zwischen der arktischen und der gesamthemisphärischen Zirkulation diskutiert. Ferner wird über die Veränderlichkeit der relativen Topographie der 500- über der 1000 mb-Fläche in der Arktis und der Größe der von Arktisluft bedeckten Fläche und über deren Beziehungen zu Strömungsformen in Europa und in anderen Gebieten berichtet. Aus neueren hochreichenden aerologischen Aufstiegen werden die Existenz von kalten Zyklonen und warmen Antizyklonen im Niveau der 50 mb-Fläche mit Temperaturunterschieden von 20 bis 30° C und ein starker winterlicher Westwind – Jet Stream in 30 km Höhe an der Grenze zwischen der dunklen und der sonnenbestrahlten Stratosphäre nachgewiesen. Schließlich wird auch eine theoretische Erklärung für die Erhaltung der antizyklonalen Zirkulation der unteren Luftschichten der Arktis gegeben.

Eine dritte Gruppe von Vorträgen beschäftigt sich mit Problemen der Wetteranalyse und der Wettervorhersage in der Arktis. Es werden Beispiele für die Bedeutung der troposphärischen Kältepole und für die Verlagerung von arktischen Kaltlufttropfen sowie für die Rolle, die stratosphärischen Hochdruckzentren bei Temperaturänderungen und insbesondere bei starken Erwärmungen in der arktischen Stratosphäre zukommt, besprochen. Ferner wird über Schwierigkeiten des arktischen Flugwetterdienstes berichtet, die sich aus der Unzulänglichkeit des Beobachtungsnetzes, aus Unsicherheiten von Wolkenvorhersagen und Höhenwindvorausberechnungen und insbesondere von Lokalvorhersagen von Wolkenhöhen, Sichtweite, starken Winden, Nebel und Niederschlägen infolge der starken örtlichen Veränderlichkeit dieser Erscheinungen ergeben. Eine Schwierigkeit der Wetteranalyse in der Arktis liegt auch in dem Vorhandensein der niedrigen Inversionen. Es wurde versucht, durch zahlreiche aerologische Schnitte die barokline Struktur der polaren Wettersysteme zu klären. Schließlich werden Methoden zur quantitativen mathematischen Darstellung des nordpolaren Druckfeldes entwickelt.

Eine vierte Gruppe von Vorträgen behandelt Strahlungsprobleme, damit zusammenhängende Erscheinungen, Fragen des Meereises und dergleichen. Es wird über Strahlungsmessungen auf der Eisinsel T-3, über die Wirkung der Strahlung auf das Eis, über Beobachtungen der langwelligen Strahlung, des Wärmeaustausches und der Entwicklung von Bodeninversionen, über

Zusammenhänge zwischen dem gesamten Ozongehalt über Tromsö und Änderungen der Tropopausenhöhe, der Temperatur und des Druckes in der freien Atmosphäre und ihre jahreszeitlichen Schwankungen und über die besonderen Sicht-, Dunst- und Nebelverhältnisse der Arktis berichtet. Besonderes Interesse verdient die ausführliche Bearbeitung der Inversionen der unteren Troposphäre auf Grund zweijähriger Radiosondenaufstiege auf der Eisinsel T-3 in der zentralen Arktis. Weitere Beiträge unterrichten über die Verfahren zur laufenden Aufnahme und Überwachung der arktischen Vereisung sowie über Methoden und Ergebnisse von Kurz- und Langfristeisvorhersagen für die amerikanische Arktis und über besonders schlechte Eisverhältnisse in der Churkchi See im Sommer 1955 und ihre meteorologischen Bedingungen.

Die vorliegende Veröffentlichung bringt nicht nur einen Überblick über den neuesten Stand der meteorologischen Forschung in der Arktis, sondern auch viele neue Ergebnisse und verdient daher besondere Beachtung.

F. Steinhauser, Wien.

Lehrbuch der Luftelektrizität. Von E. von Kilinski. Mit 68 Textabb., VIII, 141 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1958. DM 17.—.

Das Buch vereinigt die Vorzüge eines einfachen einführenden Lehrbuches in sich: Es ist nicht sehr umfangreich und bringt doch alles für eine Einführung Wesentliche und dies in klarer und leicht verständlicher Darstellung.

Der erste Abschnitt des Buches ist der Leitfähigkeit der Atmosphäre und den Ionen gewidmet und behandelt alles, was damit zusammenhängt: die verschiedenen Arten von Ionen und Leitfähigkeit, die Meß- und Registriermethoden, Ergebnisse der Leitfähigkeitsmessungen, örtliche Unterschiede, Änderungen mit der Höhe, zeitliche Änderungen der Leitfähigkeit und meteorologische Einflüsse auf die Leitfähigkeit, Ionen- und Kernzählungen und Beweglichkeitsmessungen, die Ionenerzeugung in der Atmosphäre und im Zusammenhang damit auch die Radioaktivität der Luft und ihre Messung und schließlich auch die ionenvernichtenden Vorgänge. Der zweite Abschnitt behandelt das luftelektrische Feld, und zwar die verschiedenen Methoden zur Messung des Potentialgradienten, Mittelwerte des Potentialgradienten in verschiedenen Gebieten, seine Abhängigkeit von der Höhe, die täglichen und jährlichen Gänge und meteorologische Einflüsse auf den Potentialgradienten sowie Beobachtungsmethoden und Ergebnisse von Raumladungsmessungen. Im dritten Abschnitt werden die Natur der verschiedenen in der Atmosphäre fließenden elektrischen Ströme, die Methoden ihrer Messung und die damit erzielten Ergebnisse sowie der Kreislauf der elektrischen Ladung in der Atmosphäre besprochen. Es werden dabei unterschieden: Leitungsströme, wozu der Ladungstransport durch Ionen im Vertikalstrom, der Spitzenentladungsstrom und der Blitzstrom gehören, die durch Niederschläge, durch Luftströmungen oder durch Diffusionsvorgänge getragenen Konvektionsströme und die durch Schwankungen des Potentialgradienten gegebenen Verschiebungsströme. Im letzten Abschnitt wird ein Überblick über den elektrischen Aufbau von Schauer- und Gewitterwolken, über die Verteilung der Gewitter auf der Erde, über die Versuche zur Erklärung der Entstehung der Wolkenladungen und über die Ergebnisse der Blitzforschung gegeben. Das Buch wird sich als erste Einführung in das Gebiet der Luftelektrizität für Studierende gut bewähren.

F. Steinhauser, Wien.

Aviation Aspects of Mountain Waves. Von M. A. Alaka. (W M O Technical Note No. 18.) Mit 14 Textabb., 48 S., 4 Bildtafeln. Genf: Secretariat of the World Meteorological Organization. 1958. sfr. 7.—.

Die Beeinflussung der Luftströmungen durch die Gebirge ist bedeutend größer, als im allgemeinen zu Anfang alpin-meteorologischer Forschung erwartet wurde. Besonderes Interesse erfahren die orographisch bedingten Wellenbildungen über und im Lee von Gebirgen, die quer zur allgemeinen Windströmung orientiert sind. Diese Wellenformationen, vielfach auch einfach als Leewellen bezeichnet, waren Gegenstand zahlreicher empirischer und theoretischer Abhandlungen, seitdem sie wohl erstmalig im Jahre 1928 durch deutsche Segelflieger entdeckt wurden. Die Forschung verdankt ihren Fortschritt der gemeinsamen Arbeit der Flieger und Meteorologen. Die vorliegende Arbeit gibt einen guten Überblick über den gegenwärtigen Stand der Forschung, wobei der Bedeutung der gewonnenen Erkenntnisse für die Flugsicherheit besondere Beachtung geschenkt wird. Es wird zunächst unser derzeitiges Wissen über die vertikale und horizontale Erstreckung der Leewellen bei verschiedenen bekannten Gebirgszügen zusammengefaßt, wobei besonderes Augenmerk den Wolkenformen (illustriert durch mehrere sehr eindrucksvolle und gut gelungene Abbildungen), der Größe der vertikalen Windgeschwindigkeiten und der beobachteten Turbulenz geschenkt wird. Es folgt ein Abschnitt, der die Erkennung der Formation von Leewellen aus vorliegenden meteorologischen Beobachtungen behandelt. Dieses Problem erscheint vor allem im Hinblick auf den Flugberatungsdienst äußerst wichtig. Es ergeben sich wertvolle Hinweise für die Praxis, wobei wiederum die Wolkenbeobachtungen im Vordergrund stehen. Es werden aber auch die rein synoptischen Voraussetzungen für Wellenbildung diskutiert, insbesondere im Hinblick auf die notwendige thermische Schichtung der Luftmassen. Vergessen wird auch nicht die Bedeutung der unmittelbaren Windmessungen durch Radiosonden. Es folgt ein Überblick über die rein theoretischen Lösungen des Problems der Wellenbildung durch Gebirge, wobei die Ansätze von Lyra und Queney nur erwähnt, die Theorie von Scorer jedoch eingehend gewürdigt wird. Besondere Beachtung wird dabei den empirisch-theoretischen Beziehungen zwischen Windgeschwindigkeit, Wellenlänge und Amplitude einerseits und den Dimensionen des Gebirges andererseits geschenkt. Schließlich wird noch kurz der eventuell vorhandene Zusammenhang zwischen dem hochtroposphärischen Jet-Stream und der Formation von Leewellen am amerikanischen Felsengebirge behandelt. Die Abhandlung schließt mit einem Entwurf für Sicherheitsvorschriften beim Überfliegen von Gebirgen, der geeignet erscheint, bei Befolgung dafür Gewähr zu bieten, den Gefahren der Wellen für den Flugverkehr wirksam zu begegnen. H. Reuter, Wien.

Turbulent Diffusion in the Atmosphere. Von C. H. B. Priestley, R. A. McCormick u. F. Pasquill. (W M O Technical Note No. 24.) 68 S. Genf: Secretariat of the World Meteorological Organization. 1958. sfr. 7.—.

Wieder liegt hier im Rahmen der wertvollen Publikationen der WMO ein Bericht über ein Spezialproblem der Meteorologie vor, der besonderem Interesse begegnen dürfte. Handelt es sich doch beim Problem der turbulenten Diffusion in der Atmosphäre um ein Forschungsgebiet, das weit über die Fachmeteorologie hinaus Bedeutung erlangt hat. Wie auch im Vorwort der Publikation hervorgehoben wird, stammt eine Anregung zur Abfassung des Berichtes von Seiten der Welt-Gesundheits-Organisation. Der Bericht umfaßt drei Kapitel, nämlich: 1. Kurzer Überblick über die Theorie der tur-

bulenten Diffusion. 2. Gegenwärtiger Stand der Forschung zum Problem der Diffusion von Wasserdampf in der Atmosphäre. 3. Die Verunreinigung der Atmosphäre durch die Industrie.

Es ist zweifellos nicht möglich (und auch nicht in der Absicht der Veröffentlichung gelegen), die Theorie der turbulenten Diffusion in einem nur 18 Seiten umfassenden Kapitel erschöpfend zu behandeln. Man erhält aber jedenfalls einen guten Überblick über die verschiedenen Lösungsversuche für das mathematisch und physikalisch sehr komplizierte Problem, wobei auch versucht wird, die neuesten Forschungsergebnisse zu streifen. Allerdings wird sich der Leser, der sich noch nicht mit dem Fragenkomplex beschäftigt hat, mitunter etwas schwer zurechtfinden können. Der Sinn und die Aufgabe eines solchen Berichtes ist aber natürlich nicht in einer lehrbuchartigen Darstellung zu sehen. Vielleicht etwas stiefmütterlich ist der Einfluß der Stabilität auf den Mischungsprozeß behandelt, zumal hier in jüngster Zeit einige äußerst wichtige Beiträge, insbesondere von russischen Gelehrten, geliefert wurden (z. B. die bekannte Publikation von A. M. Obuchow und A. S. Monin: „Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre", Deutsche Übersetzung im „Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz", Akademie-Verlag Berlin, 1958).

Die beiden anderen Kapitel stellen in klarer und übersichtlicher Weise, versehen mit zahlreichen Literaturhinweisen, die Problematik heraus. Ausgehend von der Diffusionsgleichung werden die einzelnen Lösungsansätze diskutiert und auf ihre praktische Verwendung überprüft. Besondere Beachtung findet der turbulente Austauschkoeffizient, insbesondere im Hinblick auf die Frage, in welchem Verhältnis der Koeffizient für die Diffusion des Wasserdampfes zu dem für den Impulstransport steht. Dabei wird auch kritisch überprüft, in welcher Weise Windmessungen in verschiedenen Niveaus (bzw. theoretische Windprofile, z. B. das logarithmische Profil) für die Berechnung des Wasserdampftransportes herangezogen werden dürfen. Schließlich wird auch die Bestimmung der Verdunstung als Restglied der Energiebilanz an der Erdoberfläche besprochen.

Die verschiedenen Probleme der Verunreinigung der Luft durch Industrieabfälle, insbesondere durch Abgase großer Fabriken, werden im dritten Kapitel behandelt. Dabei steht die Frage im Vordergrund, inwieweit theoretische Modelle zur Lösung herangezogen werden können. Dementsprechend finden verschiedene spezielle Lösungen der Diffusionsgleichung (gemäß verschiedenen Anfangs- und Randbedingungen) eine eingehende Diskussion. Im wesentlichen handelt es sich dabei um die Unterscheidung von punktförmigen oder flächenförmigen Verunreinigungsquellen sowie von solchen Quellen in Bodennähe und solchen, die erhöht sind (Schornsteine). Beide Kapitel schließen mit einem kurzen sehr wertvollen Hinweis, in welche Richtung nach Ansicht der Verfasser die zukünftige Forschung zu schreiten hat und welche Erfordernisse vom praktischen und experimentellen Standpunkt aus nötig wären, um bei den noch ungelösten Problemen weiterzukommen. H. Reuter, Wien.

Contributions in Geophysics. In Honor of Beno Gutenberg. Herausgegeben von H. Benioff, B. F. Howell, M. Ewing und F. Press. (International Series of Monographs on Earth Sciences, Vol. I.) Mit zahlreichen Textabb., VIII, 244 S. London-New York-Paris-Los Angeles: Pergamon Press. 1958. 60s. net.

Dieser erste Band einer neuen Schriftenreihe von Monographien der Erdwissenschaften enthält 17 Beiträge von namhaften Geophysikern der ganzen

Erde, die zu Ehren des um die Entwicklung der neueren Geophysik durch sein eigenes Lebenswerk besonders verdienstvollen Professor B. Gutenberg geschrieben worden sind und ein Bild von dem gegenwärtigen Stand der Forschung geben sowie bedeutungsvolle neue Forschungsergebnisse vermitteln. Die ersten Beiträge betreffen Energieberechnungen, und zwar Berechnungen der Energie von seismischen Raumwellen und Oberflächenwellen von Beben mit seichtem Herd, der Tiefe der Verwerfung und der Spannungsenergie auf Grund von geodätischen Beobachtungen vor und nach dem Auftreten der von Erdbeben bewirkten Verwerfungen und Berechnungen der Änderung der Amplitude von Love-Wellen mit der Tiefe und der potentiellen und kinetischen Energie kurzer und langer Wellen. Weitere Beiträge behandeln die den Erdbeben vorausgehenden Neigungsänderungen in Gebieten hoher seismischer Aktivität, die Frage nach der Mechanik und Dynamik der Erdbeben auf Grund der geographischen Verteilung der Hauptbebengebiete, die aus der azimutalen Verteilung von Kompressionen und Dilatationen erschlossenen Vorgänge im Herd und die Beobachtungen über klein- und großräumige Verkoppelungen von Erdbeben verschiedener Herdgebiete, wobei die Erklärung der Hauptenergiequellen hauptsächlich im tiefen Erdinnern zu suchen ist, die Richtung der Verschiebungen bei westpazifischen Erdbeben, die aus der seismischen Aktivität in Japan erschlossene Verteilung und Magnitudo der destruktiven Erdbeben, die Beziehungen zwischen Bebenhäufigkeit und der Weite der Fühlbarkeit einerseits und der Magnitudo andererseits, die Abhängigkeit der Magnitudo von Amplitude und Herdentfernung, die Beziehung zwischen jährlicher Bebenhäufigkeit und Magnitudo, die jährlich ausgelösten Energien, die Verteilung der Epizentren neuerer großer Beben in ihrem Unterschied zur Verteilung der historischen destruktiven Beben, die Verkoppelung von Erdbeben verschiedener Zonen und ihre Abhängigkeit von ihrer Entfernung und eine daraus abgeleitete Feststellung von „Erdbebenprovinzen" in Japan. K. E. Bullen berichtet zusammenfassend über den gegenwärtigen Stand der Frage nach der Festigkeit des inneren Erdkernes und über die diesbezüglichen Argumente. Einer Untersuchung über die Phasen PP, SKS und PS in Epizentraldistanzen von 105 bis 115° folgen Berichte über die Ergebnisse von Untersuchungen der Struktur der Erdkruste in Westeuropa mit Hilfe von künstlichen Explosionen, über seismische Beobachtungen in 1 km Tiefe und über eine Deutung der seismischen Struktur der Erdkruste auf Grund von experimentellen Bestimmungen der Wellengeschwindigkeiten in Granit und Gabbro im Vergleich mit den Änderungen der Geschwindigkeiten seismischer Wellen in der kontinentalen Kruste. Interessante Ergebnisse bringt ein Vergleich der Berechnungen der freien Schwingungen der Erde, die für eine mittlere Modellerde, für die wirkliche Erde mit Hilfe der Variationsmethode und für die wirkliche Erde durch exakte Lösung der Differentialgleichungen mit elektronischen Rechenmaschinen erhalten worden sind. Auf eine Darlegung der Entwicklungsstadien einer Geosynklinale unter Mitbeteiligung von episodischen Strömungen im Erdinneren folgt eine Besprechung von neuen Untersuchungen über Schwereformeln. Es folgt ferner ein aufschlußreicher Bericht über die Anwendung moderner Rechenverfahren und insbesondere von hochleistungsfähigen Rechenmaschinen und Lochkartensystemen zur Bearbeitung von Beobachtungsdaten und theoretischen Problemen der Meteorologie und der Geophysik. Im letzten Beitrag wird gezeigt, daß durch Bewegungen im Erdinneren nur eine vernachlässigbar kleine Verschiebung des Rotationspols der Erde verursacht werden könnte.

Diese Übersicht zeigt, daß das vorliegende Werk sehr inhaltsreich ist und

somit nicht nur eine würdige Festschrift zu Ehren GUTENBERGS darstellt, sondern auch allgemein viele bedeutungsvolle und wertvolle neue Forschungsergebnisse vermittelt. F. STEINHAUSER, Wien.

Geophysics and the IGY. Herausgegeben von H. ODISHAW und ST. RUTTENBERG. (Geophysics Monograph Number 2.) Mit zahlreichen Textabb., V, 210 S. Washington: American Geophysical Union. 1958. $ 8.—.

Das Buch enthält Vorträge, die auf einem vom USA-Nationalkomitee für das Internationale Geophysikalische Jahr veranstalteten Symposion gehalten worden sind und nicht nur den Stand der amerikanischen Arbeitsprojekte für das geophysikalische Jahr wiedergeben, sondern auch ein umfassendes Bild von dem Entwicklungsstand und von den im internationalen geophysikalischen Jahr aktuellen Problemen der einzelnen geophysikalischen Forschungsdisziplinen vermitteln. Sie können daher allgemeines Interesse beanspruchen. Die einzelnen Beiträge betreffen im besonderen die solarterrestrischen Beziehungen, Erscheinungen und Aufbau der hohen Atmosphärenschichten, das moderne Instrumentarium zur Ermöglichung der Beobachtung der Sonnenaktivität, Methoden, Probleme und Ergebnisse der Untersuchung der sogenannten Whistlers, Probleme der Erforschung der Ionosphäre, des erdmagnetischen Feldes und seiner Störungen, der kosmischen Strahlung und des Nachthimmelslichtes, visuelle Nordlichtbeobachtungen, die Forschungsaufgaben für Raketen und Satelliten und das zugehörige Instrumentarium, Probleme der synoptischen Meteorologie, der Strahlungsforschung und der Messungen des Ozongehaltes der Atmosphäre, des CO_2-Gehaltes der Luft und der radioaktiven Strahlung, Beobachtungen über die dreidimensionale Verteilung von Temperatur, Salzgehalt, Sauerstoffgehalt und Strömungen in den Ozeanen, polare Eis- und Schneestudien und glaziologische Untersuchungen im Gebirge, seismologische Untersuchungen und gravimetrische Messungen. F. STEINHAUSER, Wien.

Earthquakes in the Himalayan Region. Von S. K. BANERJI. Mit 15 Textabb., 6 Bildtafeln, 64 S. Calcutta: Indian Association for the Cultivation of Science. 1957. 7s. 6d net.

Diese Monographie ist die Wiedergabe einer Ripon-Fund-Vorlesungsserie des Verfassers und betrifft alle Probleme, die mit der Erdbebentätigkeit in dem sehr bebenreichen Gebiet zusammenhängen, in dem jährlich etwa ein Vierzigstel der Bebenenergie der ganzen Erde zur Auslösung kommt. Deshalb verdient diese Publikation auch allgemeines Interesse. Im besonderen behandelt die Veröffentlichung die Verteilung der Beben nach langjährigen Beobachtungen, eine Liste der stärksten Beben in den letzten 200 Jahren, Isoseisten der bedeutendsten Beben und eine Liste der Beben mit tiefem Herd. In der kritischen Behandlung der möglichen Ursachen der Erdbeben werden die Wirkung des Himalayagebirges auf die Erdkruste, die Wirkung der thermischen Kontraktion auf die Gebirgsbildung, die Kompressionskraft der Bewegung der Kontinentalblöcke, die isostatische Kompensation, die Wurzel der Gebirge, die Schwereanomalien im Himalayagebiet, die postglazialen Hebungen und der Stress zwischen den Gebirgszügen und benachbarten Ozeantiefen besprochen und der Mechanismus der seichten und der tiefen Beben sowie der Nachbeben im einzelnen dargelegt. F. STEINHAUSER, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38.
Druck: Adolf Holzhausens Nfg., Wien VII, Kandlg. 19-21

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können weitere Separata zu einem angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10% der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. W. Mörikofer
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. F. Steinhauser
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien XIX, Hohe Warte 38, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5
Telephon 63 96 14 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien

Der Verlag

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

Acta Physica Austriaca

Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften herausgegeben von **Fritz Regler**, Wien, und **Hans Thirring**, Wien. Schriftleitung: **Paul Urban**, Graz.

Zuletzt erschien:

12. Band, 3. Heft. (Ausgegeben im März 1959.) Mit 5 Abbildungen. 112 Seiten. 1959. S 156.–, DM 26.–, sfr. 26.60, $ 6.20

Inhaltsverzeichnis: **Urban, P.** Wolfgang Pauli †. — **Bodea, E.** Die Temperaturwaage, ein MKSA-Normthermometer. — **Krzywoblocki, M. Z. v.**, and **R. E. Bloomquist.** On Heat Phenomena on Rotating Bodies in Free Molecule Flow. — **Gebauer, R.**, und **A. Franz.** Anomalien bei der Bestimmung der spezifischen Elektronenladung mit Hilfe von Fadenstrahlen in Stickstoff. — **Rao, J. R.** Rigorous Solution of Einstein's Unified Theory for a Special Type of Symmetry. — **Bukovics, E.** Lineare Eigenwertaufgaben in der Mechanik. — **Hanke, L.**, und **P. Urban.** Zur Greenschen Funktion der Dirac-Gleichung. — Buchbesprechungen.

Zu beziehen durch Ihre Buchhandlung

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

Methoden und Probleme der Wettervorhersage

Von

Dr. **Heinz Reuter**

Privatdozent an der Universität Wien
Observator an der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien

Mit 46 Textabbildungen. VIII, 161 Seiten. Gr.-8°. 1954
Ganzleinen S 132.—, DM 22.—, sfr. 22.60, $ 5.25

„... *H. Reuter* greift auf die Methodik *A. Defants* zurück und gibt, ohne seine eigenen wertvollen Untersuchungen zu vernachlässigen, einen möglichst allgemeinen und geschlossenen Bericht über die Gegenwartsentwicklung der dynamischen und synoptischen Meteorologie aller sich beteiligenden Forscher der Erde. Das Buch gibt — trotz Mathematik überraschend leicht lesbar — einen prächtigen Überblick über Probleme und Methoden, wie Analysen von Wetterkarten, kinematische Extrapolationen, Arten der Steuerung atmosphärischer Druckgebilde, Zyklonentheorien, Vorhersagekarten, mathematische Wettervorhersage, numerische Integration usw., Probleme und Methoden, über welche sich jeder Student und erst recht jeder Praktiker der Wetterkunde klar sein sollte. Auch für den Lehrer in Meteorologie ist gerade dieses Buch eine wertvolle Stütze."

Wetter und Leben

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Herausgegeben von

Dozent Dr. **W. Mörikofer** und Prof. Dr. **F. Steinhauser**

Physikalisch-Meteorologisches Observatorium, Davos

Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien

Serie B. **Allgemeine und biologische Klimatologie**

Band 9, Heft 3/4 (Schlußheft). (Ausgegeben im Dezember 1958.) Mit 53 Textabbildungen. 176 Seiten. 1959. S 318.—, DM 53.—, sfr. 54.30, $ 12.60

Inhaltsverzeichnis: **Loon, H. van.** On the Synoptic Climatology of the Tristan da Cunha Region. — **Bouët, M.** Les cumulus dans les Alpes valaisannes. — **Reiter, E. R.** Maximale Böigkeitsverhältnisse in Innsbruck. — **Cehak, K.** Der Hagel im Wiener Becken. — **Bider, M., M. Schüepp** und **H. von Rudloff.** Die Reduktion der 200jährigen Basler Temperaturreihe. — **Manley, G.** Temperature Trends in England, 1698—1957. — **Lossnitzer, H.** Spektrale Durchlässigkeit verschiedener Filtermaterialien. — **Ambach, W.** Ein Beitrag zur Kenntnis der Lichtstreuung im Gletschereis. — **Bortels, H.** Synchronbeobachtungen über Beziehungen physikalisch-chemischer und mikrobiologischer Reaktionen zu Luftdruckänderungen in und bei Braunschweig. — Buchbesprechungen.

Zu beziehen durch Ihre Buchhandlung